

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM  
ENGENHARIA MECÂNICA

ANÁLISE E DESENVOLVIMENTO DE UMA METODOLOGIA DE  
PROJETO DE QUEIMADORES ATMOSFÉRICOS TIPO TUBO  
PERFURADO

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA À  
UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA  
PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM ENGENHARIA  
MECÂNICA

**WILLIAM ALEXANDER CARRILLO IBAÑEZ**

Florianópolis, Junho de 2005.

ANÁLISE E DESENVOLVIMENTO DE UMA METODOLOGIA DE  
PROJETO DE QUEIMADORES ATMOSFÉRICOS TIPO TUBO  
PERFURADO

WILLIAM ALEXANDER CARRILLO IBAÑEZ

ESTA DISSERTAÇÃO FOI ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO  
TÍTULO DE MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA

ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA E APROVADA EM SUA  
FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM  
ENGENHARIA MECÂNICA

---

Amir Antônio Martins de Oliveira Jr., Ph.D. – Orientador

---

José Antônio Bellini da Cunha Neto, Dr. Eng. – Coordenador do curso

BANCA EXAMINADORA

---

José Antônio Bellini da Cunha Neto, Dr. Eng.

---

Edson Bazzo, Dr. Eng.

---

César José Deschamps, Ph.D.

*Dedico con mucho amor este trabajo:*  
*A Dios por estar siempre presente en mi vida,*  
*A mis padres Ciro y Ligia,*  
*A mis hermanos Freddy, Adrian, Jaqueline y Marfy,*  
*que representan mucho para mi,*  
*y que de ningún modo podría haber llegado adonde estoy si no fuera por ellos,*  
*A mi sobrina Camila, por el tiempo que pasé lejos de ella,*  
*A mi enamorada Keila, símbolo de amor en mi vida por su simplicidad y grande*  
*compañerismo.*

# Agradecimentos

Ao meu orientador, Prof. Amir Antônio Martins Oliveira Jr. por sua verdadeira amizade e compartilhar diariamente suas experiências e conhecimentos para o enriquecimento deste trabalho.

Ao meu grande amigo Renzo, pela paciência, valiosa e incondicional amizade que sempre me ofereceu. À Leonel e Luis Evelio, pelo grande apoio e companheirismo. À colônia de colombianos, pelos bons momentos compartilhados aqui no Brasil longe da família.

Aos meus colegas do LabCET, pelo companheirismo e respeito que me deram em todo momento.

À ANP PRH09-MECPETRO, pela concessão da bolsa e recursos para o desenvolvimento deste projeto.

À Multibrás S.A. Eletrodomésticos, em especial aos Eng. Valdeon Sozo, Eng. André Lopes, Eng. Marcos Silva e Eng. Jorge Skiavine, pela sugestão do tema para realização deste trabalho e fornecimento de informações técnicas ao longo do desenvolvimento.

Ao pessoal da ESSS – *Engineering Simulation and Scientific Software*, em especial ao Eng. Nicolas Spogis, pela assessoria e toda a ajuda prestada para o desenvolvimento das simulações numéricas.

À Universidade Federal de Santa Catarina, em especial ao POSMEC, pela oportunidade recebida para realizar meu mestrado neste país. Aos professores da banca examinadora, pelas sugestões e críticas que deram para o enriquecimento técnico e conclusão deste trabalho.

Àqueles que não me lembro mais, que acompanharam e contribuíram direta ou indiretamente na realização deste trabalho.

# Sumário

Lista de Figuras .....	ix
Lista de Tabelas .....	xiii
Simbologia .....	xiv
Resumo .....	xvii
Abstract .....	xviii
<b>Capítulo 1. Introdução</b> .....	<b>19</b>
1.1 Considerações Iniciais .....	19
<b>Capítulo 2. Revisão Bibliográfica</b> .....	<b>22</b>
2.1 Introdução .....	22
2.2 Principais Elementos do Queimador .....	23
2.2.1 Parâmetros Característicos de um Queimador Atmosférico .....	23
2.2.1.1 Potência Térmica .....	23
2.2.1.2 Parâmetro de Aeração .....	25
2.3 Chamas Laminares em Gases Pré-Misturados .....	28
2.3.1 Estabilização de Chamas .....	29
2.4 Dimensionamento de Queimadores Atmosféricos .....	31
2.4.1 Comprimento do Difusor .....	32
2.4.2 Distância de Separação do Injetor .....	32
2.4.3 Cabeça do Queimador .....	32
2.4.4 Características que Influenciam a Combustão .....	34
2.4.5 Diagrama de Funcionamento de um Queimador Atmosférico .....	35
<b>Capítulo 3. Modelo Matemático para o Queimador</b> .....	<b>38</b>
3.1 Descrição Geral do Modelo .....	38
3.2 Geometria do Queimador: Identificação dos Componentes e Parâmetros de Projeto .....	39
3.3 Formulação Unidimensional para o Injetor .....	41
3.4 Formulação Unidimensional para o Venturi .....	44
3.5 Formulação Unidimensional através do Distribuidor de Gás .....	47
3.5.1 Conservação da Massa .....	47
3.5.1 Conservação da Energia .....	49

3.6 Formulação Unidimensional através dos Orifícios .....	53
3.7 Resumo do Modelo Unidimensional .....	54
<b>Capítulo 4. Modelos de Turbulência e Validação com Resultados da Literatura .....</b>	<b>56</b>
4.1 Descrição dos Problemas .....	57
4.2 Modelos de Turbulência .....	59
4.2.1 Equações governantes .....	59
4.2.2 Modelos de turbulência .....	60
4.2.2.1 Modelo de Turbulência k- $\epsilon$ .....	60
4.2.2.2 Modelo de Turbulência das Tensões de Reynolds - SSG .....	61
4.2.2.3 Modelo para a Conservação da Massa das Espécies Químicas .....	63
4.3 Solução Numérica .....	64
4.3.1 Malha Computacional .....	64
4.3.2 Condições de contorno .....	65
4.3.3 Parâmetros de solução .....	66
4.4 Resultados e Análise .....	68
4.4.1 Resultados para o problema 1 .....	68
4.4.2 Resultados para o Problema 2 .....	75
4.5 Conclusão .....	80
<b>Capítulo 5. Solução Numérica do Queimador e Determinação de Parâmetros do Modelo Unidimensional .....</b>	<b>81</b>
5.1 Solução Numérica do Queimador Atmosférico .....	81
5.1.1 Geometria .....	81
5.1.2 Hipóteses .....	82
5.1.3 Aplicação das Condições de Contorno .....	82
5.1.4 Malhas Computacionais .....	84
5.1.5 Parâmetros de Solução .....	85
5.1.6 Estudo de Convergência e Escolha da Malha Computacional .....	85
5.2 Determinação de Parâmetros do Modelo Unidimensional .....	93
5.2.1 Influência do Afastamento do Bico Injetor da Garganta do Venturi sobre o Perfil de Pressão Estática .....	93
5.2.2 Determinação do Parâmetro Efetivo de Massa através do Venturi .....	94
5.2.3 Influência do Afastamento do Bico Injetor da Garganta do Venturi sobre a Admissão de Ar Primário .....	95

5.2.4 Influência do Afastamento do Bico Injetor sobre a Quantidade de Movimento da Mistura .....	96
5.2.5 Determinação do Parâmetro Efetivo de Quantidade de Movimento através do Venturi .....	97
5.3 Coeficientes de Perda de Carga e Recuperação de Pressão através do Venturi .....	99
5.3.1 Efeito da relação de contração .....	101
5.3.2 Difusor .....	106
5.4 Coeficiente de Perda de Carga Local através dos Orifícios .....	110
5.4.1 Distribuição de Pressão ao longo do Tubo Distribuidor .....	111
5.4.2 Distribuição da Velocidade nos Orifícios .....	111
5.4.3 Distribuição da Vazão através dos Orifícios .....	114
5.4.4 Distribuição da Aeração Primária através dos Orifícios .....	115
5.4.5 Distribuição do Coeficiente de Perda de Carga Localizada através dos Orifícios .....	116
5.4.6 Efeito do Número de Orifícios na Evolução da Pressão ao longo do Tubo Distribuidor e na Velocidade da Mistura .....	117
5.4.7 Efeito da Rebarba na Perda de Carga através dos Orifícios .....	118
<b>Capítulo 6. Resultados e Discussões .....</b>	<b>121</b>
6.1 Resultados do Modelo Fluidodinâmico Unidimensional .....	121
6.1.1 Previsão da Pressão ao longo da Linha de centro do Queimador .....	123
6.1.2 Verificação da Velocidade de Mistura na Saída dos Orifícios .....	124
6.1.3 Verificação da Vazão de Mistura através dos Orifícios .....	125
6.1.4 Verificação do Número de Reynolds através dos Orifícios .....	126
6.1.5 Verificação da Potência Térmica através dos Orifícios .....	126
6.2 Comparação com Resultados Experimentais .....	128
6.2.1 Pressão de Injeção do Gás Combustível .....	128
6.2.2 Determinação da Área Efetiva da Chapa que Obstrui a Entrada de Ar Primário .....	128
<b>Capítulo 7. Desenvolvimento de uma Metodologia de Projeto para Queimadores Atmosféricos .....</b>	<b>131</b>
7.1 Determinação do Diâmetro da Garganta do Venturi .....	131
7.2 Parâmetros de Projeto para o Difusor .....	135
7.3 Determinação do Afastamento do Injetor de Gás à Garganta do Venturi....	137
7.4 Determinação do Diâmetro dos Orifícios do Tubo Distribuidor .....	139

7.5 Resumo da Metodologia de Projeto para Queimadores Atmosféricos	
Tubo Perfurado .....	140
<b>Capítulo 8. Conclusões</b> .....	142
Referências Bibliográficas .....	145
Apêndices .....	150



# Lista de Figuras

<b>Figura 2.1</b>	Componentes de um queimador atmosférico.	23
<b>Figura 2.2</b>	Esquema do injetor de gás.	24
<b>Figura 2.3</b>	Esquema de um queimador Bunsen de chama laminar.	28
<b>Figura 2.4</b>	Esquemas das linhas de corrente de uma mistura de gás através de um queimador Bunsen.	30
<b>Figura 2.5</b>	Formação de uma chama inclinada.	30
<b>Figura 2.6</b>	Diagrama para o cálculo do injetor de gás reproduzido de Salvi (1995).	31
<b>Figura 2.7</b>	Distribuição dos orifícios em um queimador.	33
<b>Figura 2.8</b>	Influência da distância de separação entre os orifícios sobre o comprimento da chama. Diagrama reproduzido de SALVI (1995).	34
<b>Figura 2.9</b>	Tamanho do cone azul para diferentes chamas laminares.	34
<b>Figura 2.10</b>	Oxidação incompleta durante a combustão.	35
<b>Figura 2.11</b>	Evolução da pressão em um queimador atmosférico.	36
<b>Figura 2.12</b>	Diagrama de funcionamento de um queimador atmosférico.	37
<b>Figura 3.1</b>	Parâmetros geométricos de projeto do queimador atmosférico.	39
<b>Figura 3.2</b>	Parâmetros geométricos para o venturi.	41
<b>Figura 3.3</b>	Volume de controle para a conservação de quantidade de movimento através do venturi.	43
<b>Figura 3.4</b>	Parâmetros geométricos e de operação para a análise do venturi.	44
<b>Figura 3.5</b>	Esquema de uma contração gradual.	45
<b>Figura 3.6</b>	Esquema de uma expansão gradual.	46
<b>Figura 3.7</b>	Volume de controle para o balanço de massa.	47
<b>Figura 3.8</b>	Volume de controle de massa.	49
<b>Figura 3.9</b>	Domínio de solução para o balanço de energia.	50
<b>Figura 4.1</b>	Esquema de um jato livre.	57
<b>Figura 4.2</b>	Domínio computacional para o jato de ar.	58
<b>Figura 4.3</b>	Domínio computacional para o jato de propano.	58
<b>Figura 4.4</b>	Refinos de malha empregados para a solução do jato de ar.	64
<b>Figura 4.5</b>	Refinos de malha empregados para a solução do jato de propano.	65
<b>Figura 4.6</b>	Residuais de pressão e velocidades $u$ , $v$ e $w$ .	67
<b>Figura 4.7</b>	Residual das variáveis turbulentas $k$ e $\epsilon$ .	67
<b>Figura 4.8</b>	Diferença no balanço global da pressão e velocidade.	69
<b>Figura 4.9</b>	Variação da velocidade do jato ao longo da linha do centro para três malhas computacionais.	69

<b>Figura 4.10</b>	Variação da energia cinética turbulenta ao longo do raio do jato para dois afastamentos do bico injetor.	70
<b>Figura 4.11</b>	Variação da energia cinética turbulenta $k$ , e do gradiente espacial de velocidade $\frac{\partial u}{\partial y}$ no raio do jato para um afastamento $x = 24.39d$ .	71
<b>Figura 4.12</b>	Variação dos Tensores de Reynolds ao longo do raio do jato para um afastamento de $x = 24.39d$ .	72
<b>Figura 4.13</b>	Gradientes espaciais de velocidade ao longo do raio do jato para um afastamento de $x = 24.39d$ .	72
<b>Figura 4.14</b>	Variação da velocidade na linha do centro para diferentes afastamentos do bocal em um jato de ar ( $U_o=9$ m/s – $d=41$ mm).	73
<b>Figura 4.15</b>	Perfil de velocidade radial para diferentes afastamentos do bocal ( $U_o=9$ m/s – $d=41$ mm).	74
<b>Figura 4.16</b>	Variação da concentração ao longo da linha de centro do jato de propano para três malhas computacionais.	75
<b>Figura 4.17</b>	Variação da concentração ao longo da linha de centro para o jato de propano	75
<b>Figura 4.18</b>	Variação da intensidade turbulenta ao longo da linha de centro do jato	76
<b>Figura 4.19</b>	Distribuição da difusividade turbulenta ao longo da linha de centro para o jato de propano.	77
<b>Figura 4.20</b>	Variação da difusividade turbulenta ao longo do raio do jato de propano para dois afastamentos.	77
<b>Figura 4.21</b>	Campo de velocidade.	78
<b>Figura 4.22</b>	Campo de concentração.	78
<b>Figura 4.23</b>	Campo de difusão turbulenta.	78
<b>Figura 4.24</b>	Vetores de velocidade que mostram a admissão de ar do ambiente através de um jato de propano.	79
<b>Figura 5.1</b>	Esquema da geometria de solução.	81
<b>Figura 5.2</b>	Condição de contorno aberta.	83
<b>Figura 5.3</b>	Planos de simetria para o domínio computacional	83
<b>Figura 5.4</b>	Discretizações utilizadas para o estudo da malha do queimador a gás.	84
<b>Figura 5.5</b>	Residual de pressão e velocidade.	85
<b>Figura 5.6</b>	Residual das variáveis turbulentas $k$ , $\epsilon$ , $uu$ , $vv$ , $ww$ , $uv$ .	85
<b>Figura 5.7</b>	Residual para Butano.	86
<b>Figura 5.8</b>	Diferença no balanço global do Butano.	86
<b>Figura 5.9</b>	Variação da velocidade ao longo da linha do centro do queimador para diferentes tamanhos de malhas.	87
<b>Figura 5.10</b>	Perfil de pressão estática ao longo da linha do centro do queimador para diferentes tamanhos de malhas.	87
<b>Figura 5.11</b>	Variação da fração de massa para uma mistura de ar/butano através do queimador de gás (malha T3).	88

<b>Figura 5.12</b>	Variação da intensidade turbulenta através do queimador (malha T3).	89
<b>Figura 5.13</b>	Variação da densidade através do queimador (malha T3).	89
<b>Figura 5.14</b>	Valores do Mach através do queimador (malha T3).	90
<b>Figura 5.15</b>	Residual de pressão e velocidade – modelo $k-\varepsilon$ .	90
<b>Figura 5.16</b>	Residual das quantidades turbulentas $k-\varepsilon$ – modelo $k-\varepsilon$ .	91
<b>Figura 5.17</b>	Residual do para Butano – modelo $k-\varepsilon$ .	91
<b>Figura 5.18</b>	Linhas de corrente que mostram o arraste e admissão de ar primário através do venturi.	92
<b>Figura 5.19</b>	Evolução da pressão estática através do venturi para diferentes afastamentos do bico injetor.	93
<b>Figura 5.20</b>	Evolução da pressão estática e velocidade do escoamento através do venturi - $L_{ig} = 37$ mm.	94
<b>Figura 5.21</b>	Parâmetro efetivo de massa para diferentes afastamentos.	95
<b>Figura 5.22</b>	Admissão de ar primário para diferentes afastamentos do bico injetor da garganta do venturi.	95
<b>Figura 5.23</b>	Variação da quantidade de movimento para diferentes afastamentos do bico injetor à garganta do venturi.	96
<b>Figura 5.24</b>	Variação da quantidade de movimento com a pressão de injeção do gás – $d_g=18$ mm, $L_{ig}=55$ mm.	97
<b>Figura 5.25</b>	Variação do parâmetro efetivo de quantidade de movimento com a pressão de entrada do gás – $P_i$ [kPa].	97
<b>Figura 5.26</b>	Fração da intensidade turbulenta ao longo da linha de centro do queimador para diferentes afastamentos do bico injetor.	98
<b>Figura 5.27</b>	Evolução da pressão estática em um venturi.	99
<b>Figura 5.28</b>	Parâmetros geométricos do venturi.	100
<b>Figura 5.29</b>	Evolução da pressão estática através do venturi para diferentes relações de contração ( $P_i = 2,91$ kPa.).	101
<b>Figura 5.30</b>	Evolução da pressão através do venturi para diferentes pressões de injeção.	102
<b>Figura 5.31</b>	Parâmetro de areação para diferentes diâmetros de garganta.	102
<b>Figura 5.32</b>	Vazão de gás para diferentes tamanhos de garganta.	103
<b>Figura 5.33</b>	Coeficiente de perda carga através da seção convergente para diferentes relações de contração.	104
<b>Figura 5.34</b>	Ajuste do coeficiente de perda carga empírico através da seção convergente.	104
<b>Figura 5.35</b>	Perda de carga através do venturi para diferentes relações de contração.	105
<b>Figura 5.36</b>	Perda de carga através do venturi para diferentes geometrias de entrada da seção convergente.	105
<b>Figura 5.37</b>	Coeficiente de perda de carga através do difusor.	106
<b>Figura 5.38</b>	Ajuste do coeficiente de perda de carga empírico através da seção divergente.	107
<b>Figura 5.39</b>	Perda de carga através do venturi para diferentes comprimentos do difusor.	108

<b>Figura 5.40</b>	Parâmetro de areação para diferentes comprimentos do difusor.	108
<b>Figura 5.41</b>	Variação do coeficiente de recuperação de pressão com o tamanho da garganta e o comprimento do difusor.	109
<b>Figura 5.42</b>	Campo de velocidade através dos orifícios.	110
<b>Figura 5.43</b>	Variação da pressão estática e dinâmica através do distribuidor de gás.	111
<b>Figura 5.44</b>	Velocidades de mistura através dos orifícios.	112
<b>Figura 5.45</b>	Fenômeno de estabilização e desprendimento das chamas no tubo distribuidor.	113
<b>Figura 5.46</b>	Campo de velocidade através do tubo distribuidor – venturi 1.	114
<b>Figura 5.47</b>	Vazão de mistura através dos orifícios para diferentes pressões de injeção.	115
<b>Figura 5.48</b>	Número de Reynolds através dos orifícios - $d_g = 18$ mm.	115
<b>Figura 5.49</b>	Variação da aeração primária através dos orifícios - $d_g = 18$ mm.	116
<b>Figura 5.50</b>	Coeficiente de perda de carga dos orifícios.	116
<b>Figura 5.51</b>	Efeito do número de orifícios na evolução da pressão estática ao longo da linha do centro do tubo distribuidor.	117
<b>Figura 5.52</b>	Efeito do número de orifícios na velocidade da mistura.	118
<b>Figura 5.53</b>	Coeficiente de perda de carga do orifício com e sem rebarbas reentrantes.	119
<b>Figura 5.54</b>	Velocidades nos orifícios com e sem rebarbas reentrantes.	119
<b>Figura 6.1</b>	Evolução da pressão ao longo da linha de centro do queimador para diferentes tamanhos de garganta - $\dot{m}_f = 7,4284 \times 10^{-5}$ kg/s.	123
<b>Figura 6.2</b>	Evolução da velocidade de mistura através dos orifícios para diferentes vazões de gás combustível.	124
<b>Figura 6.3</b>	Vazão de gás através dos orifícios ( $\dot{m}_f = 7,4284 \times 10^{-5}$ kg/s - $d_g = 18$ mm)	125
<b>Figura 6.4</b>	Número de Reynolds através dos orifícios ( $\dot{m}_f = 7,4284 \times 10^{-5}$ kg/s - $d_g = 18$ mm).	126
<b>Figura 6.5</b>	Potência térmica através dos orifícios ( $\dot{m}_f = 7,4284 \times 10^{-5}$ kg/s - $d_g = 18$ mm).	126
<b>Figura 6.6</b>	Parâmetro de aeração em função da abertura da chapa de obstrução de ar primário.	130
<b>Figura 7.1</b>	Volume de controle usado para a análise do arraste de ar primário.	131
<b>Figura 7.2</b>	Parâmetros de projeto para o dimensionamento do difusor.	135
<b>Figura 7.3</b>	Parâmetros de projeto para determinar o afastamento do injetor da garganta do venturi.	137
<b>Figura 7.4</b>	Diagrama para o cálculo do injetor de gás.	140
<b>Figura A.1</b>	Relação de pressões em função do número de Mach para uma mistura de ar e butano.	153
<b>Figura A.2</b>	Relação de pressões em função do número de Mach para o butano ( $\gamma = 1,1$ ).	154

## Lista de Tabelas

<b>Tabela 3.1</b>	Parâmetros geométricos definidos no projeto do queimador.	40
<b>Tabela 5.1</b>	Dimensões principais do queimador.	82
<b>Tabela 5.2</b>	Verificação da aeração primária com dois modelos de turbulência.	92
<b>Tabela 5.3</b>	Dimensões dos venturi.	100
<b>Tabela 6.1</b>	Comparação de resultados numéricos e experimentais.	128
<b>Tabela 6.2</b>	Condições de operação do queimador com uma abertura da chapa de 3,44 cm <sup>2</sup> .	129
<b>Tabela 7.1</b>	Verificação da aeração primária para diferentes tamanhos de garganta e comparação com resultados numéricos e empíricos.	134
<b>Tabela 7.2</b>	Dimensões dos Venturi	136

# Simbologia

Alfabeto Latino:

$A$	Área transversal	$[m^2]$
$A_t$	Ar teórico	
$C_{RP}$	Coefficiente de recuperação de pressão	
$d$	Diâmetro	$[m]$
$d_{rel}$	Densidade relativa do gás no ar	
$e$	Energia específica	$[J]$
$f$	Fator de atrito	
$g$	Gravidade	$[m/s^2]$
$h$	Entalpia	$[J/kg]$
$h_f$	Perda de carga	
$k$	Energia cinética turbulenta	$[m^2/s^2]$
$K_c$	Coefficiente de perda de carga através de uma contração	
$K_d$	Coefficiente de perda de carga através de uma expansão	
$K_o$	Coefficiente de perda de carga através do orifício	
$L_c$	Comprimento do bocal convergente	$[m]$
$L_d$	Comprimento do difusor	$[m]$
$L_i$	Distância relativa do injetor ao bocal convergente	$[m]$
$L_{ig}$	Distância relativa do injetor de gás à garganta	$[m]$
$L_p$	Passo entre os orifícios	$[m]$
$\dot{m}$	Fluxo mássico	$[kg/s]$
$Ma$	Número de Mach	
$n$	Parâmetro de aeração	
$P$	Pressão	$[Pa]$
$PCI$	Poder calorífico inferior	$[J/kg]$

$p_f$	Quantidade de movimento do fluido	[kg-m/s <sup>2</sup> ]
$P_k$	Termo de produção de energia cinética turbulenta	
$Q$	Fluxo volumétrico	[m <sup>3</sup> /s]
$\dot{Q}_t$	Potência térmica	[J/s]
$\dot{Q}_u$	Potência térmica unitária	[J/m <sup>2</sup> -s]
$R$	Relação de volume ar e gás	
$RA$	Relação de áreas	
$Re$	Número de Reynolds	
$u$	Energia interna	[J/kg]
$u$	Componente da velocidade em $x$	[m/s]
$v$	Componente da velocidade em $y$	[m/s]
$w$	Componente da velocidade em $z$	[m/s]
$Y$	Fração de massa	

Alfabeto Grego:

$\rho$	Massa específica	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\Delta P$	Queda de pressão	[Pa]
$\alpha_m$	Parâmetro efetivo de massa	
$\alpha_p$	Parâmetro efetivo de força	
$\alpha_v$	Coefficiente de energia cinética efetiva	
$\gamma$	Relação de calores específicos	
$\alpha$	Ângulo de expansão	
$\beta$	Relação de diâmetros	
$\theta$	Ângulo de convergência	
$\varphi$	Ângulo de espalhamento do jato	
$\mu$	Viscosidade cinemática	[kg/m-s]
$\mu_T$	Viscosidade turbulenta	[kg/m-s]
$\varepsilon$	Dissipação da energia cinética turbulenta	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]

Subscritos:

$a$	ar
-----	----

<i>atm</i>	atmosférica
<i>c</i>	convergente
<i>d</i>	difusor
<i>e</i>	entrada
<i>est</i>	estequiométrico
<i>f</i>	combustível
<i>g</i>	garganta
<i>i</i>	injetor
<i>m</i>	mistura
<i>o</i>	orifício
<i>p</i>	primário
<i>r</i>	real
<i>s</i>	saída



## Resumo

Os queimadores atmosféricos tipo tubo perfurado são largamente utilizados em fornos de cocção. Estes queimadores são normalmente formados por um injetor de gás, um tubo tipo venturi e um distribuidor de gás contendo um número elevado de orifícios onde as chamas queimarão de forma estabilizada.

Este trabalho enfoca a análise de queimadores utilizados em fogões domésticos com misturas de butano e ar. O objetivo é desenvolver uma metodologia de projeto e otimização dos parâmetros geométricos e de operação do queimador para obter o máximo aproveitamento de combustível com a mínima produção de gases poluentes. Como este trabalho enfoca apenas aspectos fluidodinâmicos, o escoamento será considerado isotérmico e sem reação química e serão determinadas as condições necessárias para o estabelecimento de velocidades nos orifícios capazes de promover a estabilização de chamas laminares e levemente turbulentas.

O projeto é baseado em um modelo unidimensional para o escoamento através do queimador e orifícios. Este modelo necessita de parâmetros de perda de carga e de transmissão de quantidade de movimento e massa. Na ausência de dados experimentais, estes parâmetros são obtidos através de simulação numérica detalhada do escoamento turbulento nos principais elementos do queimador, quais sejam, a região entre o bico injetor e o Venturi, o próprio Venturi e os orifícios. A simulação detalhada fornece os parâmetros necessários para completar o modelo unidimensional que possibilitará a otimização conjunta dos parâmetros do queimador. Os resultados são comparados com modelos utilizados pela indústria atualmente.

# Abstract

Atmospheric burners with perforated tubes are largely used in cooking ovens. These burners are composed of a gas injector, a venturi tube and a gas mixture distributor with several orifices in which the flames stabilize.

This work focuses on the analysis of domestic atmospheric oven burners for butane and air mixtures. The objective is to develop a design methodology for optimization of the geometrical and operational parameters of a given burner aiming at increasing the combustion efficiency and reducing the emission of gas pollutants. Since this work deals only with hydrodynamic aspects, all conditions are optimized to produce at the burner orifices the required condition of mass flow rate and stoichiometric ratio needed to stabilize and sustain laminar and slightly turbulent flames.

The design methodology is based on a one-dimensional model for the air and butane flows from the gas injector to the burner orifices. This model requires pressure drop, mass and linear momentum transfer parameters. In the absence of measurements, these are obtained from detailed numerical simulation (CFD) of the turbulent flow across the main burner components, i.e., the injector, the venturi tube and the flow distributor. The combined use of detailed numerical simulation of the turbulent flow and the one-dimensional model allows for the optimization of the burner design parameters. The results are compared to flow measurements available and are presented as a design methodology for this burner geometry.

# Capítulo 1. Introdução

## 1.1 Considerações Iniciais

Os queimadores atmosféricos tipo tubo perfurado são largamente utilizados em fornos de cocção domésticos. Estes são normalmente formados por um injetor de gás, um tubo tipo Venturi e um distribuidor de gás contendo um certo número de orifícios onde as chamas queimarão de forma estabilizada. O injetor direciona um jato de gás à entrada do Venturi. Este jato de gás arrasta uma certa quantidade de ar que comporá o ar primário de combustão. A quantidade de ar primário depende das características do queimador, sendo as mais importantes, o diâmetro do bico injetor, a vazão de gás, o diâmetro da entrada do Venturi e a distância que separa o injetor de gás e da garganta do Venturi. A mistura admitida no Venturi é acelerada na direção da garganta e então expandida no tubo distribuidor, recuperando parte da energia cinética do jato de gás como pressão estática no tubo distribuidor. A mistura de gás e ar primário é então dividida entre os vários orifícios do distribuidor como função do diâmetro dos orifícios, da distância relativa entre eles e de características de fabricação destes orifícios, como a presença de rebarbas reentrantes no tubo distribuidor, resultantes do processo de fabricação.

A estabilização das chamas nos orifícios depende da quantidade de ar primário arrastado com o gás, da velocidade da mistura nos orifícios e da troca de calor da chama com as paredes que compõe o distribuidor. A quantidade de ar primário arrastado não é suficiente para formar uma mistura estequiométrica e ar secundário é requerido do ambiente externo ao distribuidor para completar a combustão. Assim, as chamas que se formam nos orifícios possuem um caráter misto entre uma chama pré-misturada (com o ar primário), e uma chama de difusão (com o ar secundário). A estabilização adequada da chama proporcionará uma queima limpa, ou seja, com ausência de CO nos gases queimados, e proverá o melhor aproveitamento do calor de reação da mistura de gás e ar.

Observa-se também que as condições de escoamento e pressão na câmara onde é instalado o queimador na aplicação, afetam também a estabilidade das chamas. Este aspecto, porém, não será tratado aqui.

Os requisitos necessários para a aplicação destes queimadores em fogões domésticos são obter a potência térmica desejada na aplicação, distribuir a geração de calor adequadamente na superfície do fundo móvel do forno e no ar circulante na região do queimador, promover a combustão completa do gás combustível para produtos saturados de combustão ( $\text{CO}_2$  e  $\text{H}_2\text{O}$ ), permitir a estabilização das chamas nos orifícios do queimador com faixa de estabilização tal que estas não sejam extinguidas por correntes de ar externo induzidas na região do queimador, permitir imediata ignição da mistura a partir de um ignitor de faísca elétrica, possuir durabilidade e ser de fácil e barata construção.

Este trabalho se concentra na análise fluidodinâmica de um queimador atmosférico tipo tubo perfurado. O objetivo é desenvolver uma metodologia de projeto fluidodinâmico destes queimadores, com a qual, parâmetros geométricos e de operação do queimador poderão ser otimizados.

Os objetivos específicos são:

Desenvolver um método de projeto baseado em formulações integrais unidimensionais.

Analisar detalhes do escoamento e verificar a influência da geometria em parâmetros característicos do escoamento.

Gerar parâmetros requeridos pelo modelo unidimensional e verificar a sensibilidade destes as pequenas variações dimensionais para a mesma geometria do queimador.

Como este trabalho enfoca apenas aspectos fluidodinâmicos, o escoamento será considerado isotérmico e sem reação química e serão determinadas as condições necessárias para o estabelecimento de velocidades nos orifícios capazes de promover a estabilização de chamas laminares e levemente turbulentas. É desenvolvido um modelo fluidodinâmico unidimensional que será corrigido com informações obtidas através de simulação em CFD. O modelo unidimensional é desenvolvido no software EES (*Engineering Equation Solver*), e os modelos de CFD são resolvidos no software CFX-5.6.

Os resultados obtidos são comparados com critérios de projeto disponíveis na literatura e com medições disponíveis na empresa Multibras S.A., a qual utiliza estes queimadores na sua linha produtos. Ressalta-se que não foram feitas medições especificamente para complementar este trabalho.

O capítulo 2 apresenta uma revisão bibliográfica, visando a fundamentação teórica sobre queimadores atmosféricos.

O modelo matemático baseado em formulações unidimensionais para o escoamento através do queimador e orifícios é apresentado no capítulo 3.

No capítulo 4 apresentam-se os critérios tomados para a solução numérica do escoamento através do queimador. Especificamente, apresenta-se nesse capítulo as condições de contorno, um estudo do refino da malha utilizada, e os critérios de convergência da solução numérica do escoamento para uma mistura de reagentes de ar e butano. Além disto, foram verificados dois modelos de turbulência, o modelo  $k-\epsilon$ , e o modelo das tensões de Reynolds SSG, resolvendo um jato de gás, visando determinar o modelo que melhor representa o fenômeno em questão, já que, a qualidade dos resultados numéricos nos capítulos posteriores, dependerá principalmente da solução correta do jato de combustível pelo modelo de turbulência utilizado.

O capítulo 5 aborda a solução numérica do escoamento nas diferentes regiões que compõem o queimador, possibilitando inicialmente a otimização dos parâmetros geométricos envolvidos no projeto de um queimador, e conseqüentemente, fornecendo os parâmetros necessários para completar o modelo unidimensional.

No capítulo 6 apresenta-se um método de projeto de queimadores de fogão baseado na análise desenvolvida neste trabalho.

O capítulo 7 apresenta os resultados e discussões do modelo matemático do queimador. As principais conclusões deste trabalho e as recomendações para trabalhos futuros são apresentadas no capítulo 8.

## Capítulo 2. Revisão Bibliográfica

### 2.1 Introdução

Por definição, um queimador é um equipamento que permite realizar a reação de combustão entre o combustível e o oxigênio de forma controlada e regulável. Deve ser projetado para garantir a alimentação adequada para a chama, tanto do gás como do ar para conseguir a potência térmica especificada com baixa produção de poluentes (principalmente CO e NOx), e distribuir a zona de reação (chama) e a circulação dos produtos de combustão de modo que o calor produzido seja transferido à carga de maneira eficiente.

O queimador atmosférico é aquele no qual o gás e o ar primário são misturados previamente antes de chegar à zona de combustão. Para os queimadores de gás indutor, o ar atmosférico é arrastado como consequência da quantidade de movimento inicial que possui o gás.

O qualificativo de atmosférico deve-se a que o ar primário é arrastado desde o ambiente pelo jato de gás e também porque a combustão é realizada praticamente à pressão atmosférica (Salvi, 1975).

Neste capítulo são revisados os conceitos de projeto de queimadores disponíveis na literatura, assim como as questões relacionadas à combustão estável em queimadores.

## 2.2 Principais Elementos do Queimador

A figura 2.1 mostra os componentes principais de um queimador atmosférico.

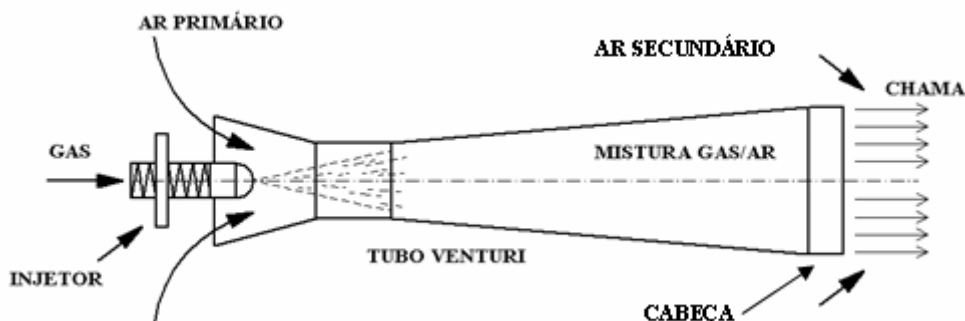


Figura 2.1 Componentes de um queimador atmosférico

Os elementos básicos de um queimador atmosférico de pré-mistura são:

### Injetor

Dispositivo para injetar o gás combustível. O gás ao expandir-se atua como fluido indutor, arrastando o ar primário da atmosfera.

### Venturi

Onde o gás e ar primário são misturados, buscando sempre uma completa homogeneização da mistura.

### Cabeça

Onde se efetua a combustão da mistura de reagentes ar-combustível e a estabilização da chama.

### 2.2.1 Parâmetros Característicos de um Queimador Atmosférico

As principais características de projeto de um queimador são a potência térmica e a fração de ar teórico arrastado. Estes conceitos são apresentados a seguir.

#### 2.2.1.1 Potência Térmica

Define-se como o produto da vazão de gás combustível  $\dot{m}_f$  e seu poder calorífico inferior (PCI). A vazão de gás combustível que passa através de um orifício é expressa como:

$$\dot{m}_f = \rho A_i u_f \quad (2.1)$$

onde  $\rho$  é a densidade do gás combustível [ $kg/m^3$ ],  $A_i$  é a área do injetor de gás [ $m^2$ ] e  $u_f$  é a velocidade do gás na saída do bico injetor [ $m/s$ ].

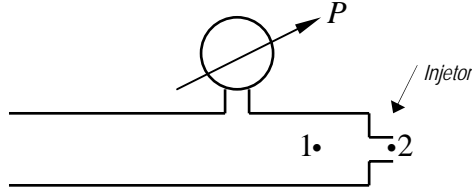


Figura 2.2 Esquema de um injetor de gás

Com ajuda da figura 2.2, e aplicando a equação de Bernoulli entre os pontos 1 e 2, obtém-se a velocidade na saída do injetor de gás,

$$\frac{P_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2} = \frac{P_2}{\rho_2} + \frac{u_2^2}{2} \quad (2.2)$$

Isolando  $u_2$  e considerando que os efeitos de compressibilidade do gás são desprezíveis (ver Apêndice A), então  $\rho_1 = \rho_2 = \rho$  e sendo  $u_2 \gg u_1$ , resulta que:

$$u_2 = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad (2.3)$$

onde  $\Delta P = P_1 - P_2$  e  $P_2 = P_{atm}$ . Substituindo a equação 2.3 em 2.1, e introduzindo um coeficiente de descarga  $C_d$ , que depende da geometria do orifício e da vazão no injetor de gás, obtém-se:

$$\dot{m}_{real} = C_d \dot{m}_{ideal} \quad (2.4)$$

ainda,

$$\dot{m}_{real} = C_d \rho A_i \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad (2.5)$$

$$\dot{m}_{real} = C_d A_i \sqrt{2\rho\Delta P} \quad (2.6)$$

Então, a potência térmica do queimador pode ser definida por:

$$\dot{Q}_t = \dot{m}_{real} \cdot PCI \quad (2.7)$$

ou,

$$\dot{Q}_t = C_d \cdot A_i \sqrt{2\rho\Delta P} \cdot PCI \quad (2.8)$$



Verifica-se que, dentro de certos limites, a potência térmica é proporcional à pressão de injeção do gás combustível. Esta expressão é válida sempre que seja desprezada a compressibilidade do gás, como é o caso de gases combustíveis que são empregados em aplicações domésticas.

### 2.2.1.2 Parâmetro de Aeração

É a relação em volume entre o ar induzido (ar primário) que admite o queimador e o ar teórico estequiométrico. Baseado na lei da conservação da quantidade de movimento linear, a quantidade de movimento que possui o gás indutor é igual à quantidade de movimento da mistura resultante de ar e gás, quando assume-se que o ambiente é quiescente, negligencia-se a influência dos efeitos viscosos e pequenas variações de pressão. Assim, pode-se expressar que:

$$\dot{m}_f u_f = \dot{m}_m u_m \quad (2.9)$$

onde  $\dot{m}_f$  é a vazão de gás,  $u_f$  é a velocidade do gás na saída do injetor,  $\dot{m}_m$  é a vazão de mistura, e  $u_m$  é a velocidade da mistura.

A partir da vazão volumétrica  $Q$  (m<sup>3</sup>/s) pode-se escrever;

$$\dot{m} = \rho Q \quad (2.10)$$

$$u = \frac{Q}{A} \quad (2.11)$$

Assim, denotando  $A_i$  como a área do orifício do injetor e  $A_g$  como a área da garganta do venturi, tem-se

$$Q_f \rho_f \frac{Q_f}{A_i} = Q_m \rho_m \frac{Q_m}{A_g} \quad (2.12)$$

A vazão de mistura é composta de ar e combustível. Assumindo-se agora que  $\dot{m}_a \gg \dot{m}_f$ , e definindo a relação de volume de ar primário por volume de gás

$$R = \frac{Q_a}{Q_f} \quad (2.13)$$

e usando as relações

$$A_i = \frac{\pi}{4} d_i^2 \quad (2.14)$$

$$A_g = \frac{\pi}{4} d_g^2 \quad (2.15)$$

obtém-se,

$$R = \frac{d_g}{d_i} \sqrt{d_{rel}} \quad (2.16)$$

onde

$$d_{rel} = \frac{\rho_f}{\rho_a} \quad (2.17)$$

Outra expressão que pode ser considerada é a relação molar entre o ar primário ( $n_p$ ) e o ar teórico estequiométrico ( $n_{est}$ ). Esta relação é chamada de parâmetro de aeração ( $n$ ) e é expressa como:

$$n = \frac{n_p}{n_{est}} \quad (2.18)$$

Da definição de  $R$ , tem-se

$$n = \frac{R}{n_{est}} \quad (2.19)$$

onde  $n_{est}$  é o coeficiente estequiométrico da reação de combustão do combustível com o ar.

Substituindo a equação 2.19 na equação 2.16 obtém-se uma expressão que relaciona o parâmetro de aeração em função do diâmetro do injetor, diâmetro da garganta do tubo Venturi, densidade relativa do gás e a quantidade de ar teórico, ou seja,

$$n = \frac{d_g}{d_i} \frac{\sqrt{d_{rel}}}{n_{est}} \quad (2.20)$$

Nota-se na equação 2.20 que a aeração primária é independente da vazão de gás, sendo uma função de do tamanho da garganta, do tamanho do bico injetor, o tipo de gás e o coeficiente estequiométrico da reação de combustão.

Para um volume de gás que induz dois volumes de ar, a relação de ar e gás será igual a dois ( $R=2$ ). Se o ar teórico  $n_{est}$  para a combustão de um volume de um gás dado é igual a quatro volumes, o parâmetro de aeração será:

$$n = \frac{R}{n_{est}} = \frac{2}{4} = 0,5$$

Assim,  $n = 0,5$  indica que o 50% do ar teórico é injetado como ar primário, sendo que o 50% restante deve ser ministrado como ar secundário à saída do queimador para que a combustão seja completa. Observa-se que  $R$  é basicamente tratado como um parâmetro empírico.

Para gases a baixas pressões de operação (735 - 1961 Pa), o volume máximo de ar que o gás consegue arrastar é de 60-70 % do ar teórico. Salvi (1975) afirma que para gases operando a pressões maiores que 30,4 kPa (0,3 atmosferas), consegue-se arrastar 100% do ar necessário para a combustão.

A faixa de estabilidade para um queimador atmosférico torna-se limitada como consequência dos grandes volumes de ar que deve ser aspirado para um pequeno volume de gás, como ocorre com o gás propano e butano para uso industrial. Estes gases requerem de 25 a 30 volumes de ar por cada volume de gás, condições impossíveis de atingir com as pressões normais que são operados estes queimadores (735 – 1961 Pa).

Assim, observa-se que o fornecimento de ar secundário é essencial para o funcionamento destes queimadores. As chamas assim formadas possuem um caráter misto entre uma chama de pré-mistura (com o ar primário) e uma chama de difusão (com o ar secundário), conforme descrito a seguir.

## 2.3 Chamas Laminares em Gases Pré-Misturados

Como consequência dos pequenos orifícios nos queimadores e das baixas vazões características, o escoamento nos orifícios apresenta número de Reynolds inferiores a 2000, aproximadamente. Assim, as chamas formadas têm características de chamas laminares chegando a levemente turbulentas.

Uma chama de pré-mistura é uma onda de deflagração, em que os reagentes são misturados em nível molecular. Um exemplo comum de uma chama de pré-mistura é obtido em um queimador Bunsen, como é mostrado na figura 2.3.

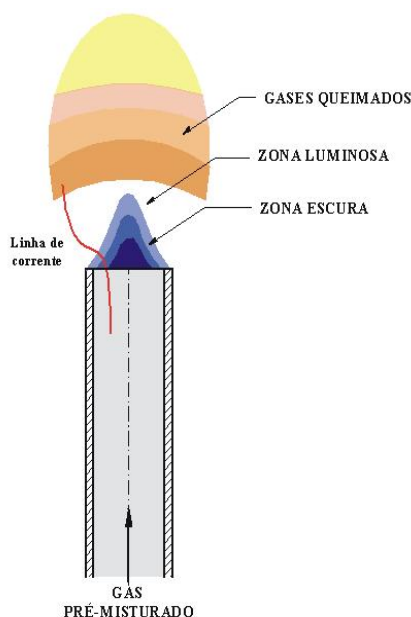


Figura 2.3 Esquema de um queimador Bunsen de chama laminar

No queimador Bunsen, o gás combustível injetado induz o ar do ambiente para o interior do tubo, com o objetivo de serem completamente misturados antes da queima. O escoamento laminar se desenvolve dentro do tubo e a velocidade atinge um perfil parabólico. A baixa velocidade do escoamento, junto com a troca de calor entre a chama e as paredes do queimador estabilizam a chama na parte superior do queimador.

A zona escura designada na figura 2.3 representa a pré-mistura de gases não queimados antes de entrar na região da zona luminosa, onde a reação e a liberação de calor acontecem. A zona luminosa possui uma espessura menor que 1 mm.

Especificamente, a zona luminosa corresponde à zona de reação, em que se atingem altas temperaturas pela liberação de calor do combustível. A cor da zona luminosa muda com a relação ar/combustível. Para misturas de ar e hidrocarbonetos pobres em combustível, a

radiação é emitida no espectro violeta devido à formação de radicais excitados<sup>1</sup> de CH (Glassman, 1996). Quando a mistura é rica em combustível, a radiação é emitida em bandas de cor verde devido a moléculas de  $C_2$  excitadas. As altas temperaturas dos gases queimados, usualmente mostram uma chama avermelhada, que surge da radiação do  $CO_2$  e do vapor de água. Quando a mistura é ajustada para ser rica, uma intensa radiação de cor amarela pode aparecer. A radiação possui um espectro de corpo negro e é atribuível à presença de partículas sólidas de carbono precursoras de fuligem.

### 2.3.1 Estabilização de Chamas

Na introdução deste capítulo foi considerada a definição de chama laminar. Quando uma pré-mistura de gases frios escoar em uma direção oposta à onda de propagação, e a uma velocidade igual à velocidade de propagação (isto é, velocidade de chama laminar), a onda (chama) torna-se estacionária com respeito à tubulação. Se a velocidade dos gases não queimados é incrementada, a chama deixará o tubo, e em muitos casos, ela se ajusta à forma de saída do tubo. Se o tubo está na posição vertical, então uma configuração cônica, como é mostrada na figura 2.4, é obtida.

O ângulo de cone decresce à medida que a velocidade da mistura é aumentada, tal que a componente da velocidade do escoamento normal ao cone é igual à velocidade da chama. Perto da borda do queimador a velocidade é mais baixa do que a velocidade no centro do tubo. Assim, em algum ponto desta superfície cônica, a velocidade da chama e a velocidade do escoamento se igualam, e a chama é estabilizada neste ponto. A chama estabilizada na borda do queimador é então controlada pela troca de calor e pela aniquilação de radicais às paredes do queimador.

Quando a velocidade do escoamento é incrementada, a base da chama se descola para mais longe do queimador, as perdas para a borda decrescem e a velocidade da chama incrementa-se tal que outro ponto de estabilização é atingido.

Quando o escoamento é tal, que a base da chama se descola para mais longe da borda, ar exterior é introduzido, a mistura é diluída, a chama perde velocidade, e atinge o limite de desprendimento.

---

1. Radicais excitados são moléculas desbalanceadas eletronicamente (por exemplo, quando ocorre a abstração de átomos H da molécula de  $CH_4$ , formando radical  $CH_3$ ) que contém elétrons que foram deslocados dos seus orbitais de equilíbrio para orbitais mais externos. O decaimento destes elétrons para níveis eletrônicos de menor energia é acompanhado pela emissão de um fóton.

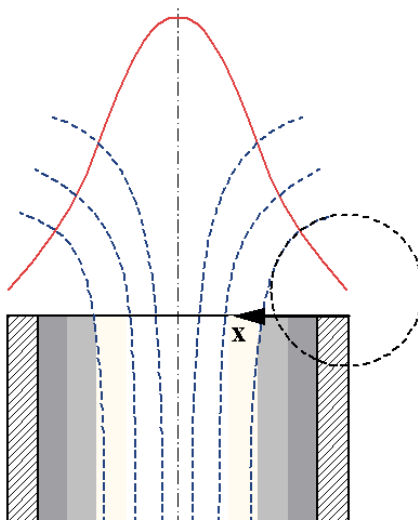


Figura 2.4 Esquema das linhas de corrente de uma mistura de gás e ar através de um queimador Bunsen

Quando a velocidade do escoamento é gradualmente reduzida, a velocidade da chama será maior que a velocidade do escoamento em algum ponto através do queimador, atingindo o limite de retrocesso. Levemente antes que o limite de retorno da chama seja atingido, chamas inclinadas podem apresentar-se, conforme mostra a figura 2.5.

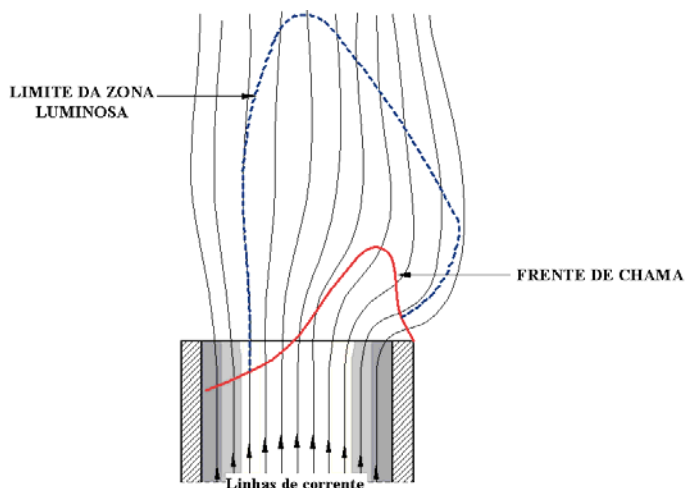


Figura 2.5 Formação de uma chama inclinada

Assim, observa-se que a chama laminar é estabilizada em queimadores unicamente dentro de certos limites de velocidade para o escoamento.

Em essência, o escoamento e a transferência de calor nestes queimadores estabilizam a chama. Como foi descrito anteriormente, estes queimadores estão configurados para que o combustível e o ar tornem-se uma mistura homogênea antes da saída do tubo. O comprimento do tubo e as características físicas do sistema são tais que o gás escoa em regime laminar.

## 2.4 Dimensionamento de Queimadores Atmosféricos

Existem algumas relações na literatura para o dimensionamento geométrico de queimadores atmosféricos, como uma função das restrições impostas ao fluxo de gás, influenciando pela aeração primária, a estabilização da chama, e as emissões de produtos indesejáveis no processo de combustão. Nestes modelos, as dimensões escolhidas para o projeto de um queimador atmosférico, correspondem a uma determinada capacidade e proporção de ar e gás, pressão e peso específico do gás indutor.

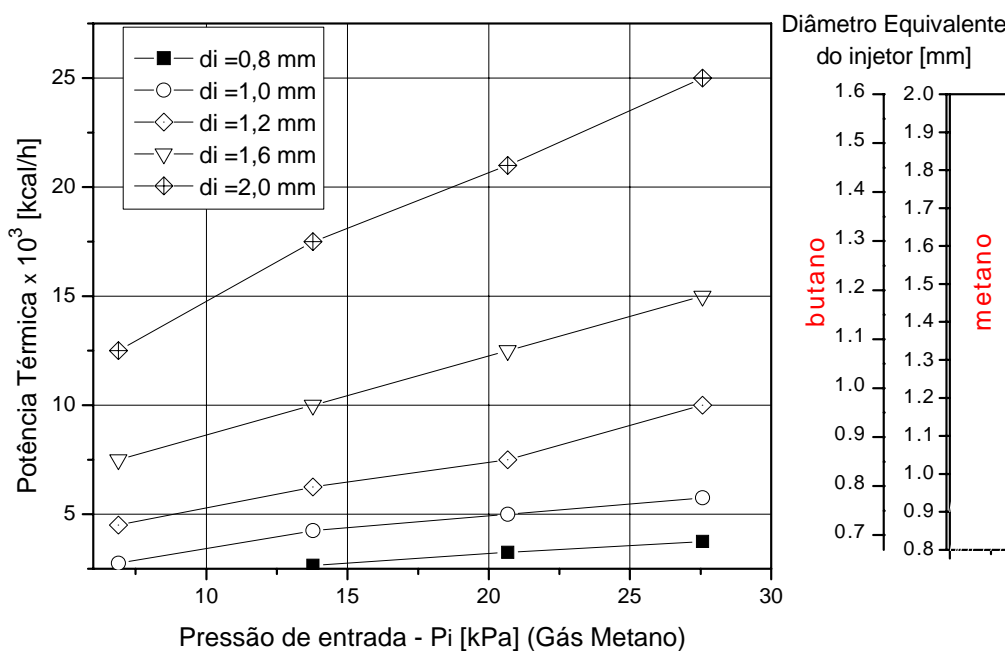


Figura 2.6 Diagrama para o cálculo do injetor de gás reproduzido de Salvi (1975).

Os fabricantes destes tipos de queimadores fornecem diagramas como o mostrado na figura 2.6, em que para um queimador definido, podem-se determinar os valores de pressão necessários para cada tipo de gás, obtendo uma determinada potência térmica em kcal/h, ou, vice-versa, conhecendo o tipo de gás e sua pressão, calcula-se qual é queimador necessário para uma determinada potência térmica, Salvi (1975).

A seguir, aspectos empíricos do dimensionamento de queimadores são revisados.

### 2.4.1 Comprimento do Difusor

O comprimento do difusor tem influência sobre o arraste do ar primário. Para obter bons resultados, Salvi (1975) recomenda que o comprimento do difusor deve manter uma relação com o diâmetro da garganta do tubo Venturi, compreendida entre a seguinte faixa de valores:

$$L_d = [6 \leftrightarrow 9] d_g \quad (2.21)$$

A *American Society of Mechanical Engineers* (ASME), recomenda um ângulo para a seção divergente, entre 5 a 7°. Segundo Leopoldo e Souza (1979), Losada (1988) e Denículi (1990), citado por Franco (2004), a seção convergente deve ter um ângulo em torno de 20° e a seção divergente deve ter um ângulo em torno de 5°.

### 2.4.2 Distância de Separação do Injetor.

Outra relação de importância é a distância do injetor à garganta do tubo Venturi. Salvi (1975) recomenda que esta distância  $L_{ig}$  seja calculada pela seguinte expressão:

$$L_{ig} = 2,22d_g + 15 \quad (2.22)$$

onde  $d_g$  é o diâmetro da garganta em mm.

### 2.4.3 Cabeça do Queimador

A mistura de ar e gás sai por este dispositivo e entra em combustão. Para o cálculo da seção total de saída, deve-se conhecer a potência térmica requerida para o queimador. De acordo com as condições em que o queimador deve funcionar, determina-se o tipo e o número de orifícios necessários para obter uma área total de saída da mistura. A seguinte expressão relaciona a potência térmica do queimador e a correspondente potência em cada orifício:

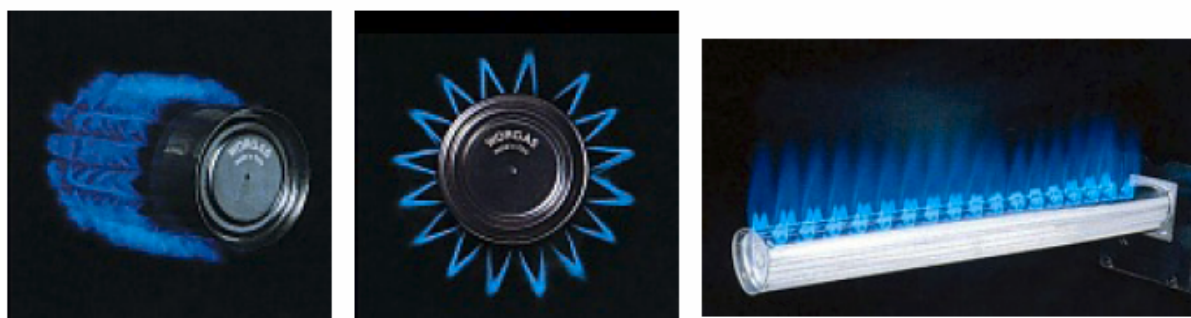
$$A = \frac{\dot{Q}_t}{\dot{Q}_u} \quad (2.23)$$

onde  $A$  é a seção de saída em  $m^2$ ,  $\dot{Q}_t$  é a potência térmica do queimador em W, e  $\dot{Q}_u$  é a potência por unidade de área dos orifícios de saída do queimador em  $W/m^2$ .

Em vários tipos de queimadores os orifícios de saída podem ser distribuídos em várias fileiras conforme mostra a figura 2.7. Estes orifícios devem ser distribuídos adequadamente sem prejudicar a estabilidade das chamas ou na formação de poluentes. Para um queimador com uma fileira de orifícios é necessário incrementar a admissão de ar primário em torno de



25%, enquanto que para um queimador com duas e quatro fileiras de orifícios distribuídos axialmente, a quantidade de ar primário admitido deve ser incrementada na ordem de 30 e 40% respectivamente, (Salvi, 1975). Porém, um queimador projetado com um número arbitrário de fileiras de orifícios reduz a admissão de ar secundário que deve ser induzido às próprias chamas prejudicando a combustão completa.



a. Queimador com 16 filas de orifícios

b. Queimador com 2 filas de orifícios

Figura 2.7 Distribuição de orifícios típicos em queimadores.

Desta forma, a distância de separação entre os orifícios deve garantir uma melhor distribuição das chamas e permitir a admissão entre as chamas, de uma certa quantidade de ar secundário que favoreça a combustão completa, sem resfriar a zona da chama que causaria a sua extinção.

O comprimento da chama, para uma determinada vazão de gás, é independente da forma geométrica do orifício, mas, depende diretamente da distância de separação entre os orifícios.

Na figura 2.8 é mostrada a influência da distância de separação entre os orifícios no comprimento da chama, em queimadores alimentados com gás natural, (Salvi, 1975).

Observa-se que o comprimento da chama é inversamente proporcional à separação dos orifícios, ou seja, chamas mais compridas são atingidas quando a distância que separa os orifícios é cada vez mais reduzida, sendo principalmente influenciado pela redução da entrada de ar secundário para completar a combustão.

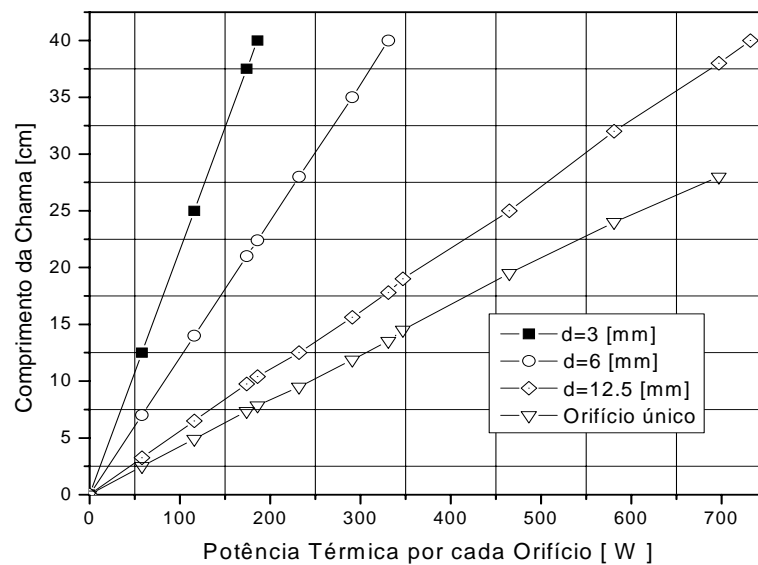


Figura 2.8 Influência da distância de separação entre os orifícios sobre o comprimento da chama. (Diagrama reproduzido de Salvi, 1975).

#### 2.4.4 Características que Influenciam a Combustão

O funcionamento ótimo de um queimador permite que as chamas sejam estabilizadas e tenham uma estrutura e dimensões definidas.

Geralmente a chama é desenvolvida em um espaço limitado. Com relação a sua dimensão, é suficiente considerá-la relativa ao cone azul. O cone azul corresponde à frente de reação da chama, ou seja, à região onde acontece a reação química do combustível. A sua cor é devida à transformação das espécies químicas de  $CO$  para  $CO_2$  e do  $H$  para  $H_2O$ . Além disso, este cone pode ser caracterizado por sua altura, que depende de várias restrições, tais como o diâmetro do orifício, tipo de gás, porcentagem de ar primário, temperatura, etc..

A altura do cone azul é com suficiente aproximação, considerada inversamente proporcional à velocidade de propagação da mistura ar e combustível. Na figura 2.9 observa-se a variação da altura do cone em relação às restrições impostas no queimador.



Figura 2.9 Tamanho do cone azul para diferentes chamas laminares.

É necessário que no espaço previsto para o desenvolvimento da chama, se produza a combustão completa do gás combustível, ou seja, que nos produtos da combustão não existam compostos gasosos resultantes de oxidações incompletas, tais como, monóxido de carbono (CO), NO<sub>x</sub>, etc., ou partículas sólidas de carbono livre que, ao alcançar o estado incandescente na chama, produzem o aspecto de pontas amarelas. A figura 2.10 mostra a oxidação incompleta em um queimador, formando-se chamas com pontas amarelas, devido à nucleação de fuligem.

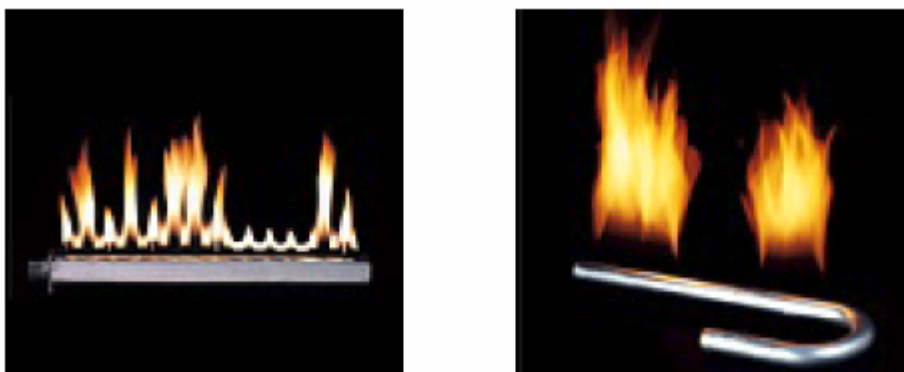


Figura 2.10 Oxidação incompleta durante a combustão

#### 2.4.5 Diagrama de Funcionamento de um Queimador Atmosférico

O funcionamento ótimo de um queimador é obtido quando se estabelecem critérios precisos para seu projeto, e deve ser operado com um adequado ajuste na relação ar e combustível para um determinado gás. O projeto do queimador e o ajuste da combustão podem ser influenciados pelas condições atmosféricas do ambiente em que é realizada a combustão, particularmente pela pressão, temperatura e umidade do ar.

As figuras 2.11 e 2.12 mostram a evolução da pressão e o diagrama de funcionamento de um queimador atmosférico.

Para cada queimador em particular pode ser traçado um diagrama similar ao representado na figura 2.12. Este diagrama mostra o funcionamento de um queimador para gás natural (assumindo-o como gás metano puro) e gás propano. A abscissa corresponde ao parâmetro de aeração  $n$ , definido na equação 2.18 e a ordenada à potência térmica unitária  $\dot{Q}_u$ , definida na equação 2.26.

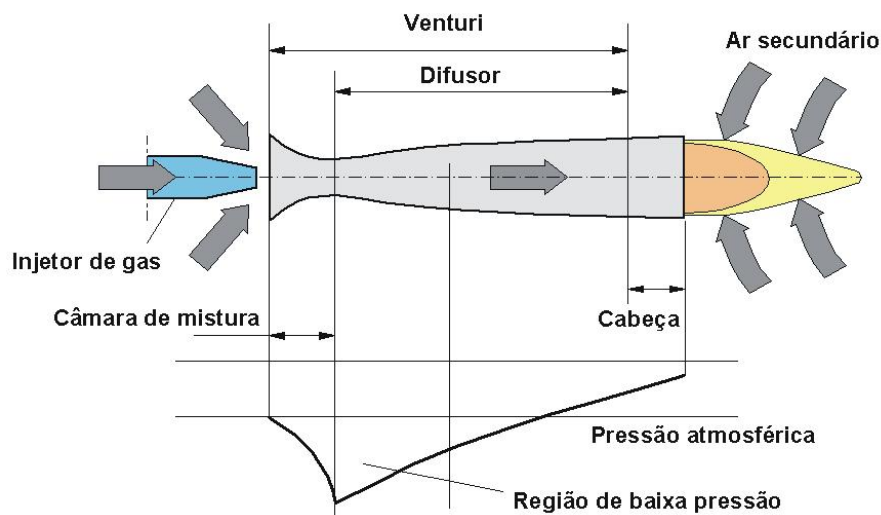


Figura 2.11 Evolução da pressão em um queimador atmosférico.

Para um queimador com uma geometria fixa, alimentado com um gás de composição e pressão constante, a região de estabilidade de operação é diferente para os dois gases mencionados anteriormente. Esta região é estabelecida pelo ponto N correspondente ao funcionamento de um queimador quando é operado com gás natural, e o ponto P quando é operado com gás propano. Então, utilizando-se o mesmo queimador, não será possível o seu funcionamento indistintamente com qualquer dos dois gases, ou seja, não são gases intercambiáveis para esta geometria fixa de queimador. Para que possa funcionar com propano é necessário modificar seu projeto, trocando o injetor de gás.

A região de funcionamento satisfatório do queimador é limitada pelo surgimento dos seguintes fenômenos indesejáveis:

- Desprendimento da chama, como consequência da velocidade do escoamento superior à velocidade de chama.
- Retorno da chama, pela diminuição da potência térmica até valores inferiores à mínima potência para operação estável.
- Combustão incompleta, com a presença de CO nos gases de combustão, em quantidades superiores às admissíveis.
- Chamas de cor amarela devido à presença de carbono sólido.

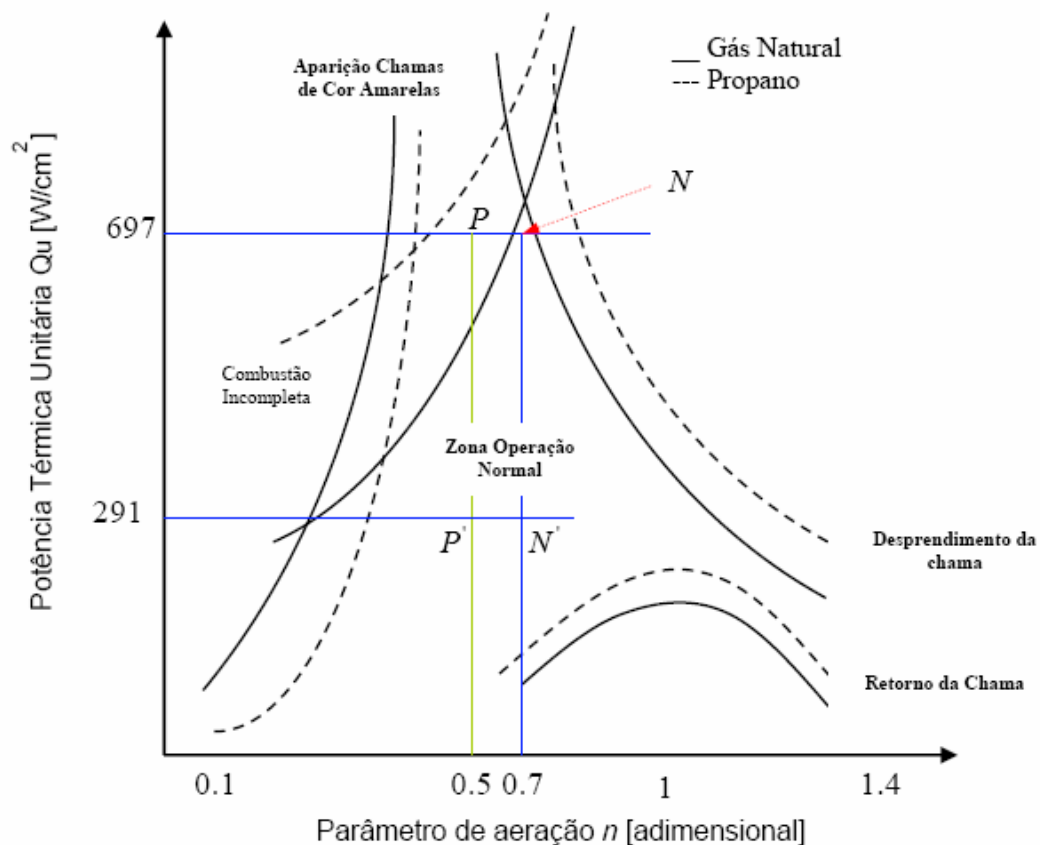


Figura 2.12 Diagrama de funcionamento de um queimador atmosférico

Nota-se na figura 2.12 que para o caso de um queimador operando com gás natural, a zona de operação estável é atingida quando  $n=0,7$ , enquanto que para um queimador operando com gás propano, a zona de operação estável encontra-se em  $n=0,5$ . Atualmente, para muitas aplicações domésticas de gás, o coeficiente de aeração está próximo de 0,7, a fim de obter-se uma maior faixa de estabilidade do queimador.

A grande maioria dos dimensionamentos de queimadores atmosféricos é baseada nas equações empíricas e diagramas mostrados neste capítulo, ou, em informações empíricas dos próprios fabricantes.

Neste trabalho objetiva-se sistematizar o projeto destes queimadores através do uso de informações fundamentais sobre o escoamento e de simulações numéricas para fornecer dados específicos sobre um determinado tipo de queimador.

A seguir, descreve-se o modelo matemático a ser adotado para o queimador.

## Capítulo 3. Modelo Matemático para o Queimador

### 3.1 Descrição Geral do Modelo

No presente capítulo é desenvolvido um modelo fluidodinâmico unidimensional através da solução das equações de conservação da massa, quantidade de movimento e energia para o escoamento através do queimador e dos orifícios.

Este modelo necessita de parâmetros de perda de carga, de transmissão de quantidade de movimento e de massa. Na ausência de experimentos estes parâmetros serão obtidos através da simulação numérica do escoamento turbulento nos principais elementos que compõe o queimador, tais como, a região entre o bico injetor e a entrada do Venturi, o próprio Venturi e os orifícios.

O modelo unidimensional será utilizado para determinar as condições necessárias para o estabelecimento de velocidades nos orifícios capazes de promover a estabilização das chamas como função das características geométricas do queimador e da vazão de gás combustível.

Os resultados do modelo unidimensional são comparados com resultados da análise numérica detalhada possibilitando a otimização conjunta dos parâmetros do queimador.

A seguir são apresentados os principais componentes e os parâmetros de projeto do queimador.

## 3.2 Geometria do Queimador: Identificação dos Componentes e Parâmetros de Projeto

O princípio de funcionamento do queimador consiste em aproveitar a quantidade de movimento do gás combustível injetado para arrastar o ar primário. Em princípio a vazão de ar primário é proporcional à vazão de gás injetada. Na figura 3.1, pode-se identificar os principais componentes do queimador:

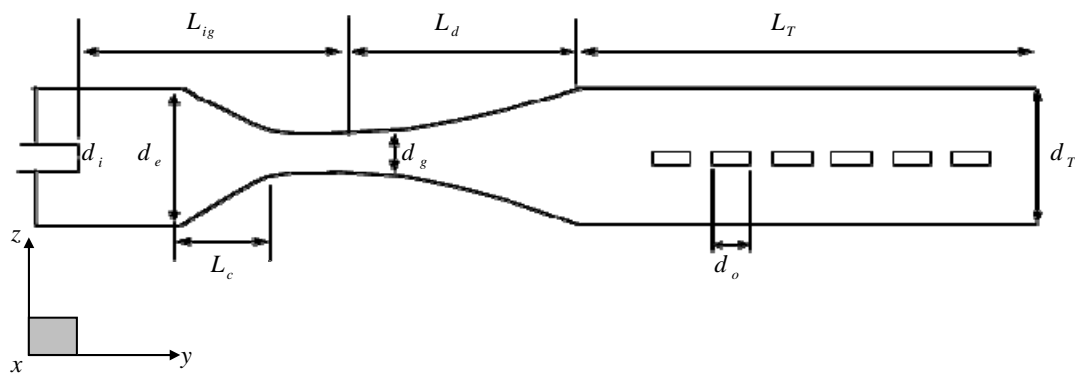


Figura 3.1. Parâmetros geométricos de projeto do queimador atmosférico.

### O injetor de Gás

É o dispositivo usado para injetar o combustível, o qual direciona um jato de gás à entrada do Venturi. Este jato de gás arrasta uma certa quantidade de ar que comporá o ar primário de combustão. A quantidade de ar arrastado depende do diâmetro do bico injetor, da vazão de gás, do diâmetro da garganta do Venturi e da distância relativa entre o injetor e a garganta.

### Tubo Venturi

Este dispositivo consiste de uma seção convergente e divergente. Na seção convergente, a mistura admitida é acelerada na direção da garganta, e depois expandida no difusor (seção divergente), transformando a energia cinética da mistura em pressão estática.

### Distribuidor de Gás

Consiste de um tubo cilíndrico perfurado, em que a mistura de gás e ar é então distribuída entre os vários orifícios do distribuidor, como função do diâmetro dos orifícios, da distância relativa entre eles e das características de fabricação destes orifícios, como a presença de rebarbas reentrantes no tubo distribuidor. A estabilização das chamas nos orifícios depende da quantidade de ar primário arrastado com o gás, da velocidade da mistura através dos orifícios

e da troca de calor da chama com as paredes que compõe o distribuidor. A quantidade de ar primário arrastado normalmente não é suficiente para formar uma mistura estequiométrica, e ar complementar é admitido do ambiente externo (ar secundário) ao distribuidor para completar a combustão. Assim, as chamas que se formam nos orifícios possuem um caráter misto entre uma chama pré-misturada e uma chama de difusão.

Os parâmetros de projeto do queimador estão listados na Tabela 3.1.

Tabela 3.1. Parâmetros geométricos definidos no projeto do queimador.

Parâmetro	Definição
$P_i$	Pressão de injeção
$d_i$	Diâmetro do orifício do injetor
$d_e$	Diâmetro da entrada do Venturi
$d_g$	Diâmetro da garganta do Venturi
$d_o$	Diâmetro dos orifícios do distribuidor
$d_T$	Diâmetro do tubo do distribuidor
$L_{ig}$	Distância do injetor à garganta do Venturi
$L_e$	Distância da entrada à garganta do Venturi
$L_d$	Distância da garganta do venturi à entrada do distribuidor
$L_T$	Comprimentos do tubo distribuidor

O objetivo do trabalho é para um dado combustível e potência total do queimador, obter o conjunto de parâmetros acima que resultem em máxima eficiência, estabilidade e mínima produção do CO.

A seguir é desenvolvido um modelo unidimensional que dará suporte ao projeto do queimador.



### 3.3 Formulação Unidimensional para o Injetor

Aplicando a equação de conservação da massa na forma integral em regime permanente para um volume de controle situado entre o bico injetor e a boca do venturi (figura 3.2), obtém-se a vazão de mistura  $\dot{m}_m$  [kg/s] que penetra no venturi, sendo avaliada como a soma da vazão do gás combustível injetado, mais a vazão do ar arrastado pelo jato de gás, ou seja:

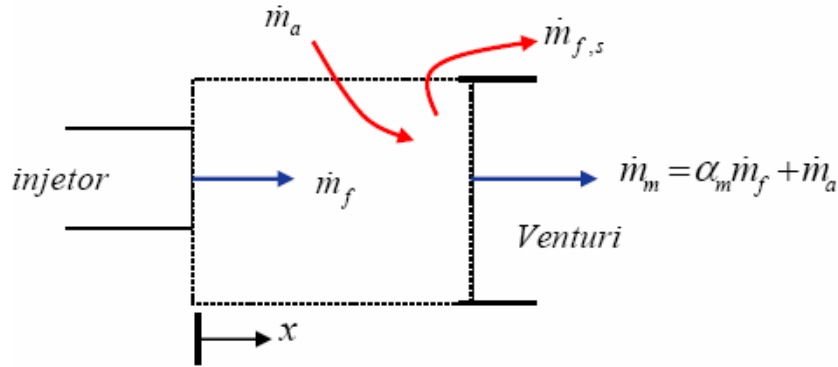


Figura 3.2 Esquema para a conservação da massa através do Venturi

$$\dot{m}_m = \dot{m}_f + \dot{m}_a - \dot{m}_{f,s} \quad (3.1)$$

onde  $\dot{m}_{f,s}$  é a vazão de gás que escapa do venturi.

A equação 3.1 reflete uma condição ideal do ponto de vista da massa de gás quando  $\dot{m}_{f,s} = 0$ , ou seja, quando o gás combustível injetado penetra totalmente no Venturi. Algumas vezes, estas condições ideais não são atingidas durante a operação do queimador, já que as condições do fluido, como por exemplo, a quantidade de movimento que possui o gás injetado, as condições geométricas em que foi projetado o venturi, e a distância de separação do bico injetor à garganta do venturi, podem não ser adequadas.

Assim, um parâmetro efetivo de massa denotado como  $\alpha_m$  é definido e inserido na equação 3.1, o qual mede a quantidade efetiva de gás que penetra no venturi, ou seja,

$$\dot{m}_m = \alpha_m \dot{m}_f + \dot{m}_a \quad (3.2)$$

Isolando  $\alpha_m$  da equação anterior, este parâmetro pode ser obtido de

$$\alpha_m = \frac{\dot{m}_m - \dot{m}_a}{\dot{m}_f} \quad (3.3)$$

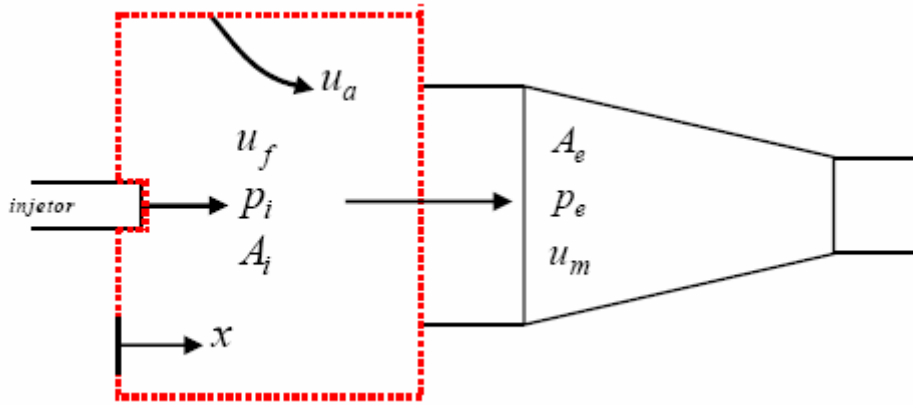


Figura 3.3 Volume de controle para a conservação de quantidade de movimento através do venturi

Da mesma forma, aplicando a equação da conservação de quantidade de movimento linear na direção  $x$  para o volume de controle mostrado na figura 3.3 obtém-se,

$$-u_f \dot{m}_f - u_a \dot{m}_a + u_m \dot{m}_m = \int_{A_i} (p_i - p_{atm}) dA - \int_{A_e} (p_e - p_{atm}) dA - F_{\mu,x} \quad (3.4)$$

onde  $F_{\mu,x}$  é a resultante das forças com origem viscosa na direção  $x$ .

Isolando o termo relativo à quantidade de movimento linear da mistura, obtém-se,

$$u_m \dot{m}_m = u_f \dot{m}_f + u_a \dot{m}_a + \int_{A_i} (p_i - p_{atm}) dA - \int_{A_e} (p_e - p_{atm}) dA - F_{\mu,x} \quad (3.5)$$

A equação 3.5 determina a quantidade de movimento linear na direção  $x$  real da mistura que penetra no Venturi quando são calculadas as forças de superfície, de pressão e viscosa.

Estas forças, porém, não são facilmente calculadas, requerendo uma análise numérica ou experimental. A fim de quantificar a quantidade de movimento linear que de fato penetra no venturi, define-se um parâmetro efetivo de quantidade de movimento  $\alpha_p$ , tal que a quantidade de movimento linear entrando no Venturi é obtida de,

$$u_m \dot{m}_m = \alpha_p u_f \dot{m}_f \quad (3.6)$$

onde o parâmetro de quantidade de movimento linear pode ser obtido de,

$$\alpha_p = \frac{u_m \dot{m}_m}{u_f \dot{m}_f} \quad (3.7)$$

ou, igualando as equações 3.5 e 3.6, resulta

$$\alpha_p = 1 + \frac{u_a \dot{m}_a}{u_f \dot{m}_f} + \frac{\int_{A_i} (p_i - p_{atm}) dA - \int_{A_e} (p_e - p_{atm}) dA - F_{\mu,x}}{u_f \dot{m}_f} \quad (3.8)$$

Tomando a fronteira do volume de controle suficientemente longe da região do Venturi,  $u_a \simeq 0$  e então,

$$\alpha_p = 1 + \frac{\int_{A_i} (p_i - p_{atm}) dA - \int_{A_e} (p_e - p_{atm}) dA - F_{\mu,x}}{u_f \dot{m}_f} \quad (3.9)$$

Em princípio,  $\alpha_m$  e  $\alpha_p$  variam entre 0 e 1. São valores determinados ou experimentalmente, ou por simulação detalhada do escoamento, para uma dada geometria, gás e vazão através do orifício do injetor.

Neste trabalho, o modelo unidimensional será formulado considerando que estes parâmetros são conhecidos. Depois, estes parâmetros serão determinados a partir da simulação detalhada e alimentados no modelo unidimensional.

### 3.4 Formulação Unidimensional para o Venturi

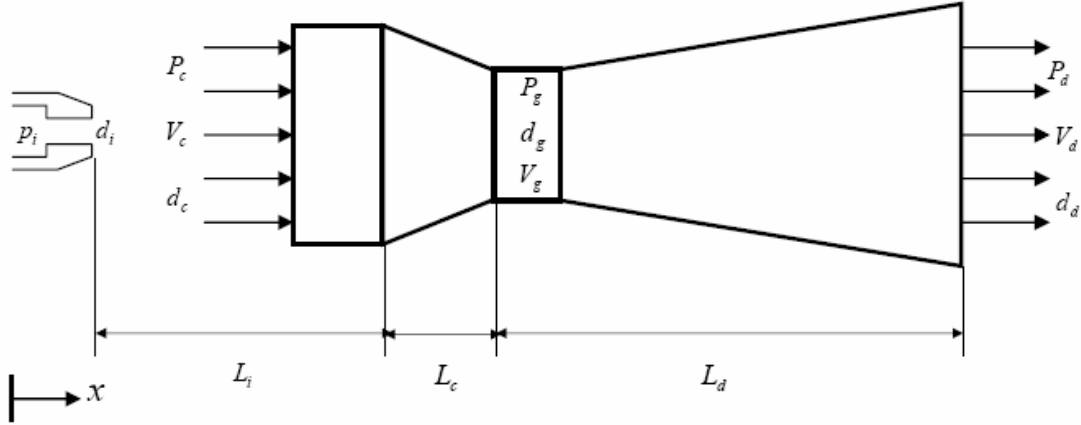


Figura 3.4 Parâmetros de geométricos e de operação para a análise do Venturi.

Na entrada do venturi a vazão mássica e a velocidade da mistura são dadas por,

$$\dot{m}_m = \alpha_m \dot{m}_f + \dot{m}_a \quad (3.10)$$

$$u_m \dot{m}_m = \alpha_p u_f \dot{m}_f \quad (3.11)$$

A equação 3.10 será usada para determinar a composição da mistura, quando a velocidade média da mistura é conhecida. A equação 3.11, por sua vez, será então utilizada para determinar a velocidade média da mistura na entrada do venturi.

O escoamento no venturi será assumido incompressível. O apêndice 1 apresenta uma análise da compressibilidade do escoamento no Venturi. Para as velocidades características, o número de Mach permanece sempre inferior a  $10^{-2}$ .

Para o venturi, a equação integral da conservação da massa fornece,

$$-\dot{m}_{m,1} + \dot{m}_{m,2} = 0 \quad (3.12)$$

ou seja, a vazão é constante.

A conservação de energia fornece,

$$\dot{m}_m \left( \frac{P_2}{\rho_2} + \frac{u_2^2}{2} + gz_2 \right) - \dot{m}_m \left( \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2} + gz_1 \right) = -\dot{W}_\mu \quad (3.13)$$

Isolando a vazão de mistura e rearranjando a equação 3.13, obtém-se,

$$\left( \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2} + gz_1 \right) = \left( \frac{P_2}{\rho_2} + \frac{u_2^2}{2} + gz_2 \right) + \frac{\dot{W}_\mu}{\dot{m}_m} \quad (3.14)$$

O último termo da direita relaciona todas as perdas por atrito viscoso no tubo Venturi, sendo modelado como,

$$\frac{\dot{W}_\mu}{\dot{m}_m} = K \frac{u^2}{2} \quad (3.15)$$

onde  $K$  é um coeficiente de perda de carga. As perdas por atrito viscoso no Venturi serão então modeladas por um coeficiente de perda de carga  $K_c$  e  $K_d$  para a seção convergente e divergente respectivamente.

Existem expressões na literatura para determinar estes coeficientes como uma função de parâmetros geométricos. Em princípio, estes coeficientes podem ser obtidos através de experimentos ou, como aproximação, através de simulação detalhada. Aqui, inicialmente, estes coeficientes serão determinados de expressões encontradas na literatura, e mais tarde, serão verificados com os obtidos pela simulação detalhada.

De Crane (1999), o coeficiente de perda de carga devido a uma contração pode ser determinado pela seguinte expressão:

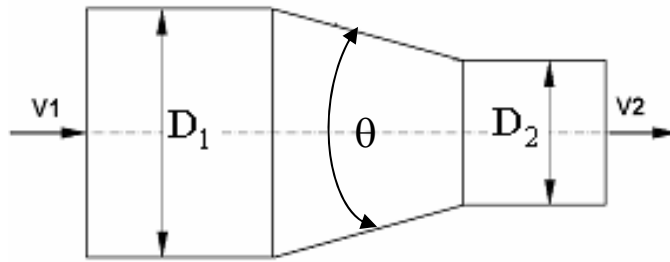


Figura 3.5 Esquema de uma contração gradual

$$K_c = \frac{0,8 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)(1 - \beta_1^2)}{\beta_1^4} \quad (3.16)$$

onde  $\theta$  é o ângulo de convergência e  $\beta_1$  a relação de diâmetros expresso como:

$$\beta_1 = \left(\frac{D_1}{D_2}\right) \quad (3.17)$$

Para o coeficiente de perda de carga devido a uma expansão, usa-se:

$$K_d = \frac{2,6 \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)(1 - \beta_2^2)^2}{\beta_2^4} \quad (3.18)$$

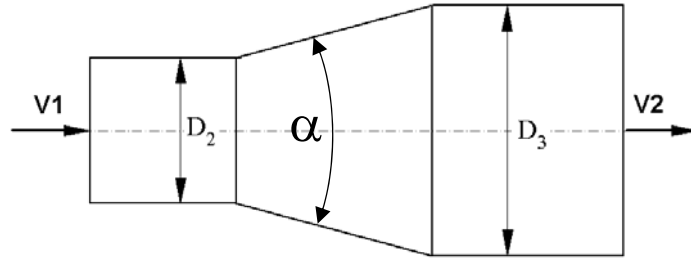


Figura 3.6 Esquema de uma expansão gradual

onde  $\alpha$  é o ângulo da expansão e  $\beta_2$  a relação de diâmetros definido como:

$$\beta_2 = \left( \frac{D_2}{D_3} \right) \quad (3.19)$$

O ângulo de expansão pode ser obtido da geometria do venturi por,

$$\alpha = \tan^{-1} \left( \frac{D_3 - D_2}{2L_d} \right) \quad (3.20)$$

### 3.5 Formulação Unidimensional através do Distribuidor de Gás

O distribuidor de gás apresenta um escoamento principal axial e saídas laterais de gás através dos orifícios, como se ilustra na figura 3.7.

O distribuidor possui um número arbitrário de orifícios distribuídos axialmente. Para o distribuidor, desenvolve-se uma formulação diferencial unidimensional que será então integrada axialmente. Todas as variáveis (componentes da velocidade, densidades, pressões e tensões) devem ser entendidas como médias temporais.

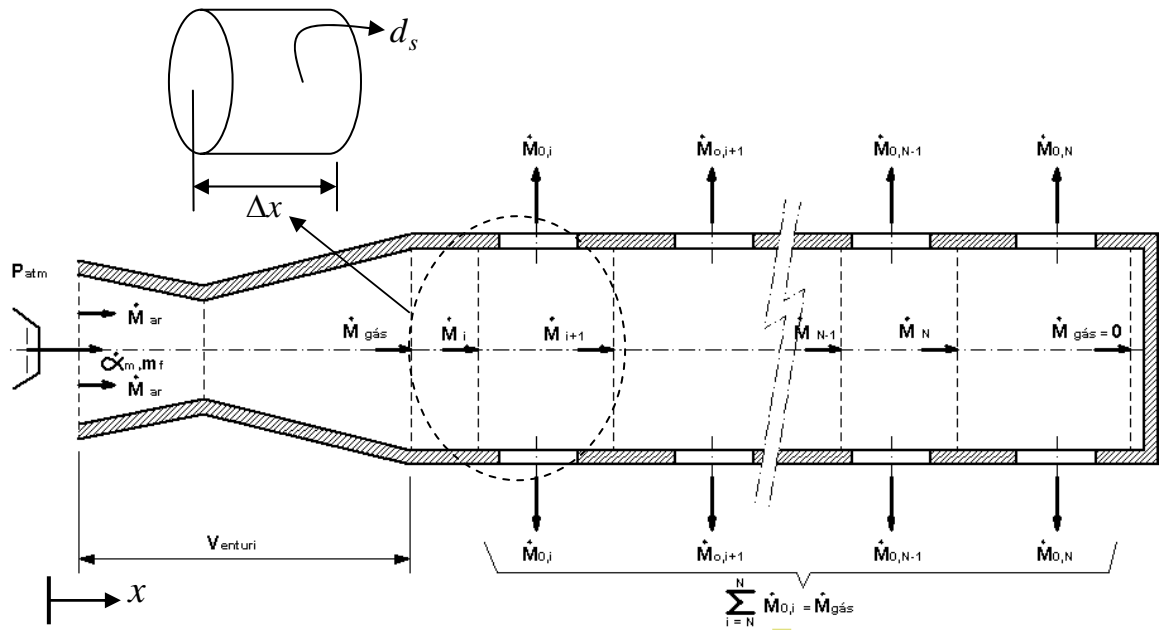


Figura 3.7 Volume de controle para o balanço de massa.

#### 3.5.1 Conservação da Massa

A forma integral da equação da conservação da massa para um volume de controle estacionário fornece,

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV + \int_A \rho \vec{v} \cdot \hat{n} dA = 0 \quad (3.21)$$

Nota-se que este problema poderia ser formulado em coordenadas cilíndricas. Porém, observa-se que os orifícios no queimador de interesse, possuem geometria retangular e a forma cartesiana será utilizada mais tarde neste trabalho.

Aplicando esta equação ao volume de controle com comprimento  $\Delta x$  ao longo do distribuidor, conforme mostrado na figura 3.7, tem-se

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta x} \left( \int_A \rho dA \right) dx + \int_{A_{x+\Delta x}} \rho u_{x+\Delta x} dA - \int_{A_x} \rho u_x dA + \int_{\Delta x} \left( \int_P \rho v ds \right) dx = 0 \quad (3.22)$$

O primeiro termo do lado esquerdo representa a variação com o tempo da massa dentro do volume de controle, o segundo termo representa a vazão mássica cruzando a área do escoamento normal à direção  $x$  na posição  $x+\Delta x$ , sendo  $u$  a componente  $x$  do vetor velocidade, o terceiro termo representa a vazão mássica cruzando a área do escoamento normal à direção  $x$  na posição  $x$  e o último termo representa a vazão mássica cruzando a área do escoamento superficial do volume de controle com coordenada  $s$  ao longo do perímetro desta área e sendo  $v$  o componente do vetor velocidade normal à área superficial.

Definindo as variáveis médias

$$\langle \rho \rangle_A = \frac{1}{A} \int_A \rho dA \quad (3.23)$$

$$\langle \rho u \rangle_A = \frac{1}{A} \int_A \rho u dA \quad (3.24)$$

$$\langle \rho v \rangle_P = \frac{1}{P} \int_P \rho v ds \quad (3.25)$$

e rearranjando a equação 3.22 tem-se

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta x} \langle \rho \rangle_A A dx + \langle \rho u \rangle_{A_{x+\Delta x}} A_{x+\Delta x} - \langle \rho u \rangle_{A_x} A_x = - \int_{\Delta x} \langle \rho v \rangle_P P dx \quad (3.26)$$

Dividindo a equação 3.26 por  $\Delta x$  e tomando o limite quando  $\Delta x \rightarrow 0$ , obtém-se

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \rho \rangle_A A + \frac{\partial}{\partial x} \langle \rho u \rangle_A A = - \langle \rho v \rangle_P P \quad (3.27)$$

Para o escoamento em regime permanente e definindo

$$\dot{m}_x = \langle \rho u \rangle_A A \quad (3.28)$$

$$\dot{m}'_o = \langle \rho v \rangle_P P \quad (3.29)$$

tem-se

$$\frac{d}{dx} \dot{m}_x = -\dot{m}'_o \quad (3.30)$$

onde  $\dot{m}_x$  é a vazão mássica na direção  $x$  e  $\dot{m}'_o$  é a vazão mássica escoando através dos orifícios laterais no distribuidor por unidade de comprimento na direção  $x$ .

A equação 3.30 pode ser integrada ao longo de  $x$  quando se conhece o comportamento de  $\dot{m}'_o$ . Aqui usaremos uma formulação em volumes finitos, aplicado ao longo do distribuidor.



Para isto, integra-se a equação 3.30 para um volume de controle com comprimento  $L_m$ , conforme mostrado na figura 3.8 obtendo-se

$$\dot{m}_{x,i+1} - \dot{m}_{x,i} = - \dot{m}'_o L_m \quad (3.31)$$

Observando que  $\dot{m}'_o L_m$  é a vazão mássica total através do orifício na posição  $x_i$ ,  $\dot{m}_{o,i}$ , tem-se

$$\dot{m}_{x,i+1} - \dot{m}_{x,i} = - \dot{m}_{o,i} \quad (3.32)$$

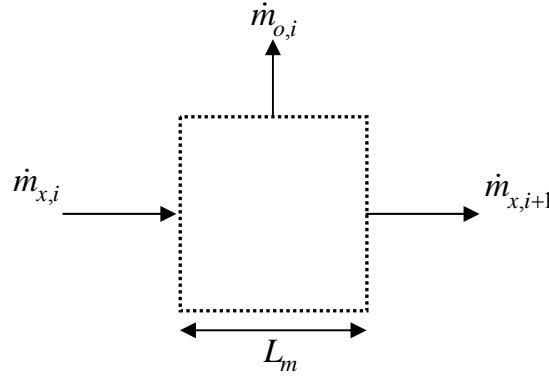


Figura 3.8 Volume de controle de massa

A seguir, desenvolve-se uma formulação equivalente para a equação da conservação da energia.

### 3.5.2 Conservação da Energia

A forma integral da equação da conservação da energia para um volume de controle estacionário fornece,

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho e dV + \int_A \left( e + \frac{p}{\rho} \right) \rho \vec{v} \cdot \vec{n} dA = \dot{Q} - \dot{W} \quad (3.33)$$

onde a energia específica  $e$  possui componentes de energia cinética, potencial e interna,  $\dot{Q}$  é a taxa de transferência de calor para o volume de controle e  $\dot{W}$  representa a taxa de realização de trabalho (potência) pelo volume de controle (nas fronteiras) nas formas de potência de eixo, potência realizada pelas tensões de cisalhamento  $\tau_n$  e tensões normais  $\sigma_{nn}$  e outras formas, como potência elétrica e eletromagnética.

Aplicando esta equação ao volume de controle com comprimento  $\Delta x$  ao longo do distribuidor, conforme mostrado na figura 3.11, tem-se,

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta x} \left( \int_A \rho e dA \right) dx + \int_{A_{x+\Delta x}} \left( e + \frac{p}{\rho} \right) \rho u_{x+\Delta x} dA - \int_{A_x} \left( e + \frac{p}{\rho} \right) \rho u_x dA + \int_{\Delta x} \left[ \int_P \left( e + \frac{p}{\rho} \right) \rho v ds \right] dx = \dot{Q} - \dot{W} \quad (3.34)$$

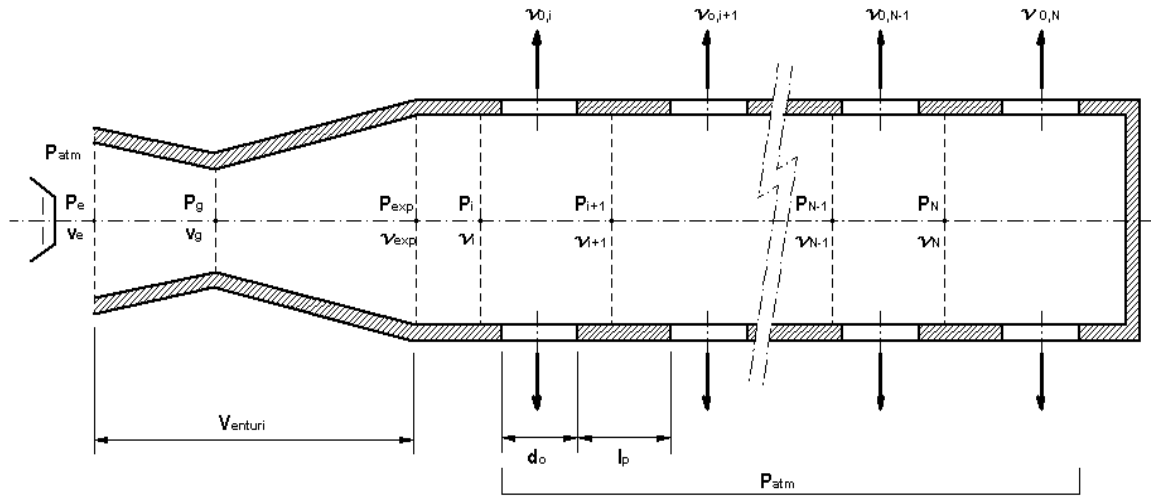


Figura 3.9 Domínio de solução para o balanço de energia

O primeiro termo do lado esquerdo representa a variação com o tempo da energia dentro do volume de controle, o segundo termo representa o fluxo de energia cruzando a área do escoamento normal à direção  $x$  na posição  $x+\Delta x$ , sendo  $u$  componente  $x$  do vetor velocidade, o terceiro termo representa o fluxo de energia cruzando a área do escoamento normal à direção  $x$  na posição  $x$ , o último termo do lado esquerdo representa o fluxo de energia cruzando a área do escoamento superficial do volume de controle com coordenada  $s$  ao longo do perímetro desta área e sendo  $v$  o componente do vetor velocidade normal à área superficial, o primeiro termo do lado direito representa a taxa de transferência de calor ao longo de toda a área superficial do volume de controle e o último termo representa as a taxa de realização de trabalho, conforme descrito acima.

Definindo as variáveis médias

$$\langle \rho e \rangle_A = \frac{1}{A} \int_A \rho e dA \quad (3.35)$$

$$\langle \rho hu \rangle_A = \frac{1}{A} \int_A \rho hu dA \quad (3.36)$$

$$\langle \rho hv \rangle_P = \frac{1}{P} \int_P \rho hv ds \quad (3.37)$$

Utilizando a entalpia  $h = e + p/\rho$ , onde a energia específica  $e$  é definida como  $e = u + u^2/2 + gz$  que inclui a energia interna  $u$ , a energia cinética  $u^2/2$  e a energia potencial  $gz$ . Rearranjando a equação 3.34 tem-se

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta x} \langle \rho e \rangle_A A dx + \langle \rho hu \rangle_{A_{x+\Delta x}} A_{x+\Delta x} dA - \langle \rho hu \rangle_{A_x} A_x dA = - \int_{\Delta x} \langle \rho hv \rangle_P P dx + \dot{Q} - \dot{W}_\mu \quad (3.38)$$

Dividindo a equação 3.38 por  $\Delta x$  e tomando o limite quando  $\Delta x \rightarrow 0$ , obtém-se

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \rho e \rangle_A A + \frac{\partial}{\partial x} \langle \rho h u \rangle_A A = - \langle \rho h v \rangle_P P + \dot{Q}' - \dot{W}'_\mu \quad (3.39)$$

onde a taxa de transferência de calor e a taxa de realização de trabalho são avaliadas por unidade de comprimento.

Para o escoamento em regime permanente e definindo

$$h \dot{m}_x = \langle \rho h u \rangle_A A \quad (3.40)$$

$$h \dot{m}'_o = \langle \rho h v \rangle_P P \quad (3.41)$$

tem-se

$$\frac{d}{dx} h \dot{m}_x = -h \dot{m}'_o + \dot{Q}' - \dot{W}'_\mu \quad (3.42)$$

onde  $h$  é a entalpia média do escoamento nas respectivas áreas de escoamento.

Neste problema não existe potência de eixo e outras formas de potência e negligenciam-se variações de energia potencial gravitacional. A taxa de realização de trabalho por forças viscosas (tensões normais e tangenciais) nas superfícies de entrada e saída são usualmente pequenas. O atrito viscoso no interior do volume de controle resultará em taxa de transferência de calor ou em variação da energia interna (Van Wyllen et al., 2003). Assume-se um processo isotérmico para um gás perfeito, e, da mesma forma que na formulação para o venturi, todos os efeitos viscosos são reunidos no termo  $\dot{W}'_\mu$  resultando em,

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) \dot{m}_x = - \left( \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right) \dot{m}'_o - \dot{W}'_\mu \quad (3.43)$$

Esta equação pode ser integrada ao longo de  $x$  conhecendo-se expressões para a vazão superficial  $\dot{m}'_o$ , a velocidade superficial normal média  $v$  e as perdas por atrito viscoso por unidade de comprimento.

Tomando uma formulação por volumes finitos como anteriormente, integrando ao longo de  $x$  no volume de controle mostrado na figura 3.9, obtém-se

$$\left( \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right)_{i+1} \dot{m}_{x,i+1} - \left( \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right)_i \dot{m}_{x,i} = - \left( \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right)_i \dot{m}'_{o,i} - \dot{W}'_\mu \quad (3.44)$$

As perdas por efeitos viscosos entre  $x_i$  e  $x_{i+1}$  serão modeladas através de um fator de atrito para o escoamento no tubo, tal que

$$\dot{W}'_\mu = \left( f \frac{L_p}{D} \frac{u_i^2}{2} \right) \dot{m}_{x,i} \quad (3.45)$$

A velocidade média de saída é obtida da vazão de saída no orifício e assim, pode-se escrever

$$\left( \frac{u_{i+1}^2}{2} + \frac{p_{i+1}}{\rho} \right) \dot{m}_{x,i+1} - \left( \frac{u_i^2}{2} + \frac{p_i}{\rho} \right) \dot{m}_{x,i} = - \left[ \frac{\dot{m}_{o,i}^2}{2(\rho A_{o,i})^2} + \frac{p_i}{\rho} \right] \dot{m}_{o,i} - \left( f_i \frac{L_p}{D} \frac{u_i^2}{2} \right) \dot{m}_{x,i} \quad (3.46)$$

O fator de atrito na tubulação é obtido através das correlações para o fator de atrito no escoamento laminar em um tubo circular de diâmetro constante e através de uma correlação empírica para o escoamento turbulento em tubos lisos. Assume-se um número de Reynolds de transição da ordem de 2300. Assim, tem-se

$$f = \begin{cases} 64 / \text{Re} & ; \text{Re} \leq 2300 \\ 0,3164 / \text{Re}^{1/4} & ; \text{Re} > 2300 \end{cases} \quad (3.47)$$

onde

$$\text{Re} = \frac{\rho u D}{\mu} \quad (3.48)$$

### 3.6 Formulação Unidimensional através dos Orifícios

O escoamento através do orifício sofre uma expansão das condições internas do distribuidor para o ambiente externo. Assumindo que o escoamento se expande para a velocidade nula e que a pressão no ambiente é atmosférica as equações de conservação da massa e da energia tornam-se

$$\dot{m}_{o,i} = \text{constante}$$

$$\left( \frac{p}{\rho} \right)_{atm} \dot{m}_{o,i} - \left( \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} \right)_i \dot{m}_{o,i} = -\dot{W}_\mu \quad (3.49)$$

As perdas por atrito viscoso através do orifício são modeladas através de um coeficiente de perda de carga localizada que depende da geometria local do orifício. Assim, utiliza-se

$$\dot{W}_\mu = \left( K_{o,i} \frac{v_i^2}{2} \right) \dot{m}_{o,i} \quad (3.50)$$

A velocidade média de saída é obtida da vazão de saída no orifício e assim, pode-se escrever

$$\frac{p_{atm}}{\rho} - \frac{\dot{m}_{o,i}^2}{2(\rho A_{o,i})^2} - \frac{p_i}{\rho} = -K_{o,i} \frac{\dot{m}_{o,i}^2}{2(\rho A_{o,i})^2} \quad (3.51)$$

O fator de perda de carga localizada  $K_{o,i}$  será determinado através da simulação detalhada por CFD para uma geometria característica de orifício do distribuidor analisado neste trabalho.

### 3.7 Resumo do Modelo Unidimensional

O modelo unidimensional para o queimador de tubo perfurado compõe-se das seguintes equações:

**Injetor de gás:**

$$\dot{m}_m = \alpha_m \dot{m}_f + \dot{m}_a \quad (3.52)$$

$$u_m \dot{m}_m = \alpha_p u_f \dot{m}_f \quad (3.53)$$

**Tubo Venturi:**

$$\dot{m}_x \equiv \dot{m}_m = \text{constante} \quad (3.54)$$

$$\left( \frac{u_g^2}{2} + \frac{p_g}{\rho} \right) - \left( \frac{u_e^2}{2} + \frac{p_e}{\rho} \right) = - \left( K_c \frac{u_e^2}{2} \right) \quad (3.55)$$

$$\left( \frac{u_d^2}{2} + \frac{p_d}{\rho} \right) - \left( \frac{u_g^2}{2} + \frac{p_g}{\rho} \right) = - \left( K_d \frac{u_g^2}{2} \right) \quad (3.56)$$

**Tubo distribuidor:**

$$\dot{m}_{x,i+1} - \dot{m}_{x,i} = - \dot{m}_{o,i} \quad (3.57)$$

$$\left( \frac{u_{i+1}^2}{2} + \frac{p_{i+1}}{\rho} \right) \dot{m}_{x,i+1} - \left( \frac{u_i^2}{2} + \frac{p_i}{\rho} \right) \dot{m}_{x,i} = - \left[ \frac{\dot{m}_{o,i}^2}{2(\rho A_{o,i})^2} + \frac{p_i}{\rho} \right] \dot{m}_{o,i} - \left( f_i \frac{L_p}{D} \frac{u_i^2}{2} \right) \dot{m}_{x,i} \quad (3.58)$$

**Orifícios do tubo distribuidor:**

$$\dot{m}_{o,i} = \text{constante} \quad (3.59)$$

$$\frac{p_{atm}}{\rho} - \frac{\dot{m}_{o,i}^2}{2(\rho A_{o,i})^2} - \frac{p_i}{\rho} = -K_{o,i} \frac{\dot{m}_{o,i}^2}{2(\rho A_{o,i})^2} \quad (3.60)$$

Os valores de entrada do modelo são:

$\dot{m}_f$	[kg/s]	Vazão do gás combustível
$\rho_f$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Massa específica do gás combustível
$\rho_a$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Massa específica do ar
$\rho_m$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Massa específica da mistura

$p_e$	[Pa]	Pressão de entrada no venturi
$p_{atm}$	[Pa]	Pressão do ambiente externo
$\mu_m$	[kg/ms]	Viscosidade da mistura

Os parâmetros geométricos do queimador são:

$d_i$	[m]	Diâmetro do orifício do injetor
$d_e$	[m]	Diâmetro de entrada do venturi
$d_g$	[m]	Diâmetro da garganta do venturi
$d_T$	[m]	Diâmetro do tubo distribuidor
$d_o$	[m]	Diâmetro dos orifícios do distribuidor
$L_e$	[m]	Distância da entrada à garganta do venturi
$L_d$	[m]	Distância da garganta do venturi à garganta do distribuidor
$L_p$	[m]	Distância de separação dos orifícios

Os parâmetros a serem determinados para completar o modelo são:

$\alpha_m$	(adm.)	Parâmetro efetivo de massa
$\alpha_p$	(adm.)	Parâmetro efetivo de quantidade de movimento
$K_c$	(adm.)	Perda de carga localizada na seção convergente do venturi
$K_d$	(adm.)	Perda de carga localizada na seção divergente do venturi
$K_o$	(adm.)	Perda de carga localizada no orifício do tubo distribuidor

Estes parâmetros podem ser determinados através de experimentos. Aqui, adotaremos os valores obtidos através de simulação numérica de seções de um queimador de tubo perfurado para as vazões características de operação. Cada tipo de queimador irá requerer simulações para a geometria em específico. A validação experimental das simulações não será realizada neste trabalho.

## Capítulo 4. Modelos de Turbulência e Validação com Resultados da Literatura

Este trabalho enfoca em um método de projeto totalmente baseado em estimativas obtidas a partir de soluções numéricas. Os valores experimentais de vazões, campos de velocidade, pressão e concentração em queimadores atmosféricos não são facilmente disponíveis na literatura, e também não foi foco deste projeto.

Assim, uma questão que se coloca é se os modelos de turbulência disponíveis para a realização deste trabalho são capazes de reproduzir os campos de velocidade, pressão, concentração e variáveis da turbulência para os escoamentos característicos desta aplicação.

Para verificar se os modelos são adequados, decidiu-se em uma fase preliminar, apresentada neste capítulo, avaliar a potencialidade de dois modelos de turbulência disponíveis no CFX 5.6 (modelo k- $\epsilon$  e o modelo das Tensões de Reynolds - SSG) em reproduzir os campos de velocidade e concentração para escoamentos semelhantes aos resolvidos neste trabalho e que apresentem medições disponíveis na literatura. Para isto, escolheram-se dois problemas.

No primeiro problema, avalia-se a capacidade dos modelos de turbulência em reproduzir características do escoamento na região do jato livre entre o injetor e a entrada do tubo Venturi. Para isto, escolheu-se o problema do escoamento turbulento e incompressível em um jato circular aberto para a atmosfera.

Valores experimentais de velocidades ao longo do jato foram obtidos de Béer e Chigier (1972), Schlichting (2000) e Zou (2000). Zou (2000) realizou um estudo com velocidades de jato semelhantes às velocidades encontradas nesta aplicação.

No segundo problema, avalia-se a capacidade dos modelos de turbulência em prever a correta mistura de ar e combustível na entrada do venturi e ao longo deste. Para isto, foi utilizado o problema do escoamento concêntrico de jatos de combustível e ar no interior de um tubo circular. Medições de concentração de combustível para este tipo de problema são disponíveis em Pitts (1991).

A seguir, os modelos de turbulência são apresentados e resolvidos no contexto dos dois problemas selecionados.



## 4.1 Descrição dos Problemas

Os dois problemas simulados são os problemas resolvidos por Zou (2000) e Pitts (1991). Zou (2000) apresenta medições de velocidade ao longo da linha de centro de um jato livre e Pitts (1991) apresenta medições de concentração Ar/Propano ao longo da linha do centro de jatos concêntricos confinados.

Para efeito de análise, assume-se que o desenvolvimento de um jato ocorre através de quatro zonas identificadas de acordo com Zou (2000), Beér e Chigier (1972), Schlichting (2000):

- Zona cônica (zona1), onde a velocidade axial é igual à velocidade de saída do escoamento.
- Zona de transição (zona2), onde a velocidade começa a decair proporcionalmente com  $x^{-0.5}$  ( $x$  é a distancia axial).
- Zona de desenvolvimento (zona3), onde os perfis de velocidade transversal são semelhantes para diferentes posições de  $x$ , e a velocidade decai proporcionalmente com  $x^{-1}$ .
- Zona terminal do jato (zona4), onde a velocidade axial rapidamente decresce.

Um esboço da configuração de um jato livre pode ser observado na figura 4.1.

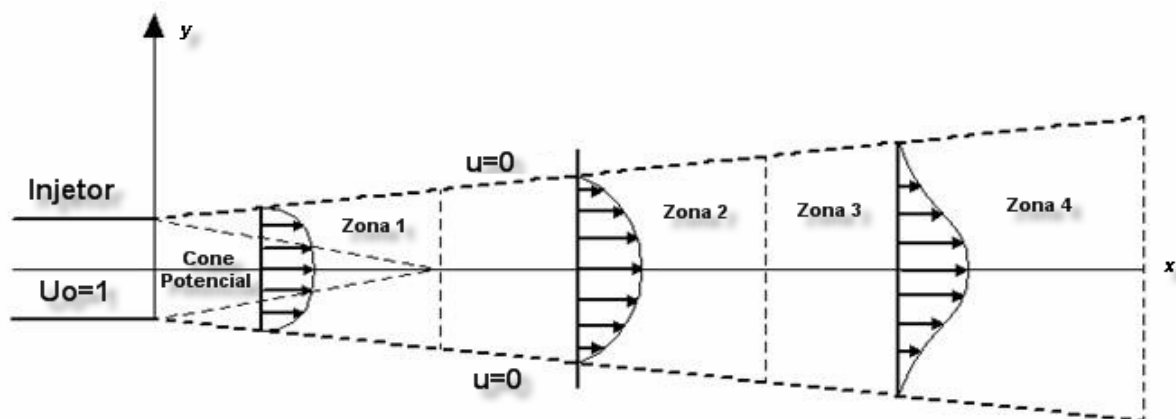


Figura 4.1. Esquema de um jato livre.

Em um jato axial, as duas primeiras zonas são fortemente influenciadas pelo difusor, enquanto que a terceira e quarta zonas correspondem ao jato em desenvolvimento, e a zona de terminação do jato respectivamente. Nas três primeiras zonas ar ambiente é arrastado ao gás injetado.

O problema 1 consiste em um jato livre de ar que é injetado em um ambiente aberto com dimensões de  $30 \times 10 \text{ m}^2$ . O diâmetro do bocal, e a velocidade de saída do ar são de 41 mm, e 9

m/s respectivamente. A figura 4.2 mostra uma ilustração da geometria. Neste caso,  $Re_d = 23794$ .

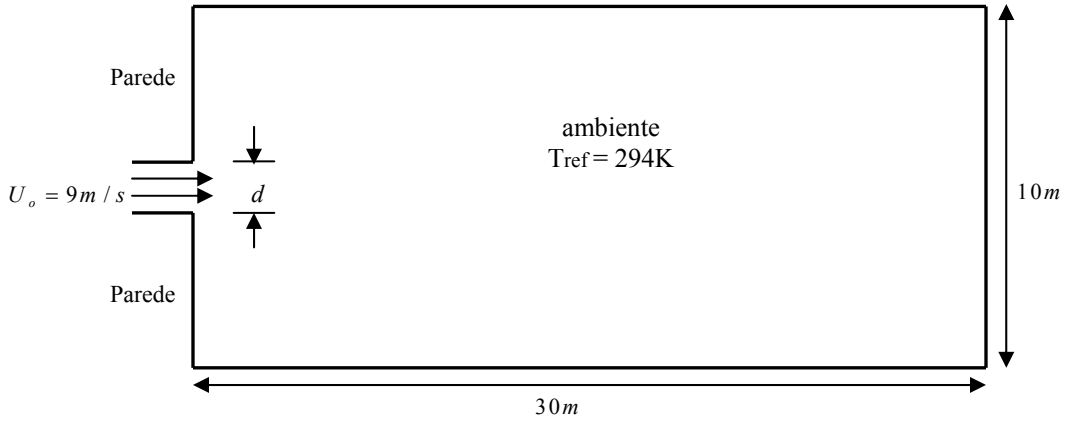


Figura 4.2. Domínio computacional para o jato de ar.

O problema 2 consiste em um jato concêntrico confinado de propano e ar. Conforme esquema da figura 4.3 foram especificadas velocidades de 2,69 m/s e de 0,148 m/s para o propano e ar respectivamente. O diâmetro do bocal de saída é de 0,635 cm e o comprimento do tubo foi de 0,2 m permitindo o desenvolvimento do gás antes da saída do injetor.

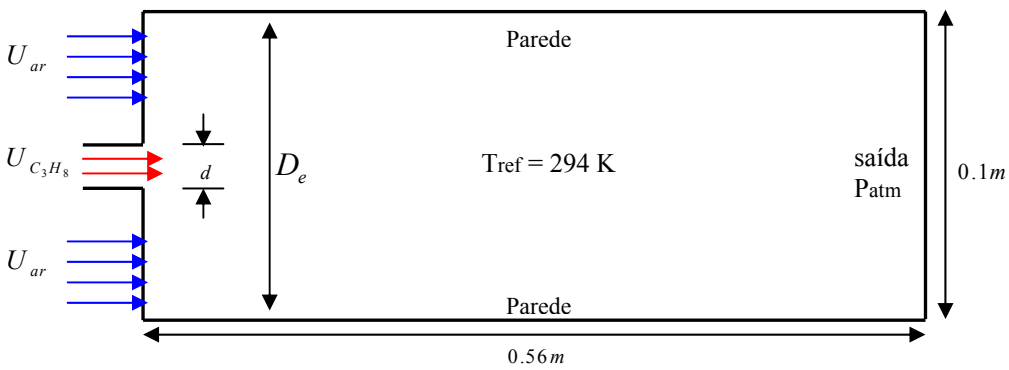


Figura 4.3. Domínio computacional para o jato de propano.

Neste caso,  $Re_d = 3960 (C_3H_8)$ , e  $Re_{D_h} = 894 (Ar)$ , onde  $D_h$  é o diâmetro de entrada do ar expresso como:  $D_h = D_e - d$ .

## 4.2 Modelos de Turbulência

Os modelos de turbulência k-ε e SSG são utilizados neste trabalho e os resultados são comparados com as medições de velocidade ao longo da linha do centro para o jato de ar estudado por Zou (2000) (Problema 1) e com as medições de concentração realizadas para jatos concêntricos de ar e propano realizadas por Pitts (1991) (Problema 2). Consideram-se as seguintes hipóteses para os dois problemas estudados:

- (a) Processo em regime permanente,
- (b) Negligenciam-se os efeitos gravitacionais,
- (c) A pressão de referência é 101.325 kPa,
- (d) O escoamento é assumido isotérmico a uma temperatura de referência de 294 K,
- (e) O fluido comporta-se como gás ideal,
- (f) O escoamento é turbulento.

### 4.2.1 Equações governantes

A formulação diferencial, usando uma notação indicial, é dada pelas equações da conservação da massa, quantidade de movimento linear e massa das espécies químicas apresentadas abaixo.

#### Equação de Continuidade:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0 \quad (4.1)$$

#### Equação de Conservação de Quantidade de Movimento Linear:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j u_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + S_M \quad (4.2)$$

Os termos da esquerda correspondem ao termo temporal e advectivo respectivamente, enquanto que os termos da direita correspondem aos termos difusivos e fonte para a quantidade de movimento.

**Equação de conservação da Massa das Espécies Químicas:**

$$\frac{\partial(\rho Y)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j Y)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_i \frac{\partial Y}{\partial x_j} \right) + S_i \quad (4.3)$$

onde  $\Gamma_i$  é o coeficiente de difusão molecular expresso como  $\rho D_i$ ,  $D_i$  é a difusividade molecular e  $S_i$  é o termo fonte que inclui os efeitos de reação química.

**4.2.2 Modelos de turbulência**

Nesta seção serão comparados dois modelos de turbulência, visando determinar o que melhor representa o fenômeno físico em questão. O modelo de turbulência k- $\epsilon$ , e o modelo das tensões de Reynolds são os modelos estudados.

**4.2.2.1 Modelo de Turbulência k- $\epsilon$ .**

O modelo k- $\epsilon$  é obtido da média temporal das equações que descrevem o movimento do fluido. O modelo de fechamento para as tensões de Reynolds resultantes das flutuações de velocidade é baseado na definição da viscosidade turbulenta, que é caracterizada por dois parâmetros de escoamento, a energia cinética turbulenta  $k$ , e a sua taxa de dissipação  $\epsilon$ , conforme mostra a equação 4.4.

$$\mu_T = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4.4)$$

onde  $k$  é definida como a energia cinética das flutuações na velocidade e  $\epsilon$  como a taxa em que as flutuações de velocidade são dissipadas.  $C_\mu$  é uma constante empírica, e a viscosidade efetiva do escoamento é definida como a soma das viscosidades molecular e turbulenta, ou seja,

$$\mu_{ef} = \mu + \mu_T \quad (4.5)$$

Assim, a equação de conservação de quantidade de movimento em regime permanente pode ser escrita como:

$$\frac{\partial \rho U_i U_j}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( (\mu + \mu_T) \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ (\mu + \mu_T) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right] - \frac{\partial p'}{\partial x_j} + B \quad (4.6)$$

onde  $p'$  é um termo de pressão adicional que o CFX resolve no modelo  $k-\varepsilon$  como consequência das flutuações de velocidade e que é definido como  $p' = p_{estatica} + \frac{2}{3} \rho k$ . O termo  $B$  é o termo fonte associado às forças de corpo.

Os valores de  $k$  e  $\varepsilon$  são calculados diretamente a partir das suas equações de transporte dadas pelas equações 4.7 e 4.8 respectivamente.

$$U_j \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \varepsilon \quad (4.7)$$

$$U_j \frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (c_{\varepsilon 1} P_k - c_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \quad (4.8)$$

onde  $C_\mu$ ,  $c_{\varepsilon 1}$ ,  $c_{\varepsilon 2}$ ,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\varepsilon$  são as constantes do modelo cujos valores são 0,09; 1,44; 1,92; 1 e 1,3 respectivamente (Spalding e Launder, 1974) e  $P_k$  é a taxa de produção de energia cinética turbulenta definida como

$$P_k = \mu_T \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \quad (4.9)$$

#### 4.2.2.2 Modelo de Turbulência das Tensões de Reynolds - SSG

Os modelos baseados no conceito de viscosidade turbulenta, como por exemplo, o modelo  $k-\varepsilon$  fornece resultados satisfatórios para alguns escoamentos turbulentos. No entanto, tal modelo é incapaz de prever corretamente os efeitos de curvatura de linhas de corrente sobre o escoamento. Além disto, a definição de  $\overline{u_i u_j}$  usada nesse modelo é inadequada para o cálculo de tensões normais ( $\overline{uu}$ ,  $\overline{vv}$ ,  $\overline{ww}$ ). Uma alternativa para a solução dos problemas acima consiste no cálculo das tensões de Reynolds  $\overline{u_i u_j}$ , diretamente de suas equações de transporte.

Para o caso de regime permanente, as equações de transporte  $\overline{\rho u_i u_j}$  a serem resolvidas são:

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \left( \rho U_k \overline{u_i u_j} - d_{ijk} \right) = \rho (P_{ij} + \phi_{ij} - \varepsilon_{ij}) \quad (4.10)$$

onde o primeiro termo do lado esquerdo é o termo de advecção,  $d_{ijk}$  é o termo de difusão,  $P_{ij}$  é o termo de produção,  $\phi_{ij}$  é o termo de redistribuição e  $\varepsilon_{ij}$  é o termo de dissipação. No CFX estes termos são modelados assim:

$$d_{ijk} = \left( \mu + \frac{2}{3} \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \right) \frac{\partial \overline{\rho u_i u_j}}{\partial x_k} \quad (4.11)$$

$$P_{ij} \equiv - \left( \overline{\rho u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{\rho u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) \quad (4.12)$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \quad (4.13)$$

$$\phi_{ij} = \phi_{ij}^{(1)} + \phi_{ij}^{(2)} \quad (4.14)$$

onde

$$\phi_{ij}^{(1)} = -\rho \varepsilon \left[ C_{s1} a + C_{s2} \left( a a - \frac{1}{3} a \cdot a \delta \right) \right] \quad (4.15)$$

$$\phi_{ij}^{(2)} = -C_{r1} P a + C_{r2} \rho k S - C_{r3} \rho k S \sqrt{a \cdot a} + C_{r4} \rho k \left( a S^T + S a^T - \frac{2}{3} a \cdot S \delta \right) + C_{r5} \rho k (a W^T + W a^T) \quad (4.16)$$

ainda

$$a = \frac{\overline{u \otimes u}}{k} - \frac{2}{3} \delta \quad (4.17)$$

$$S = \frac{1}{2} \left[ \nabla U + (\nabla U)^T \right] \quad (4.18)$$

$$W = \frac{1}{2} \left[ \nabla U - (\nabla U)^T \right] \quad (4.19)$$

Em esta formulação,  $a$  é o tensor de anisotropia,  $S$  é a taxa de deformação,  $W$  é o termo correspondente à vorticidade, e o sobrescrito  $T$  é a transposta.

Para o fechamento das equações é empregada a equação de transporte de  $\varepsilon$ , modelada como:

$$U_j \frac{\partial (\rho \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (c_{\varepsilon 1} P_{ij} - c_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \quad (4.20)$$

Nas equações de transporte do modelo das tensões de Reynolds, os coeficientes de anisotropia são substituídos por uma formulação isotrópica, incrementando a robustez neste modelo de turbulência.

Os valores das constantes  $c_s$ ,  $c_{\varepsilon,1}$ ,  $c_{\varepsilon,2}$ ,  $c_{s1}$ ,  $c_{s2}$ ,  $c_{r1}$ ,  $c_{r2}$ ,  $c_{r3}$ ,  $c_{r4}$ ,  $c_{r5}$  são 0,22, 1,45, 1,83, 1,7, -1,05, 0,9, 0,8, 0,65, 0,625 e 0,2 respectivamente (Speziale, Sarkar e Gatski -SSG, 1991).

#### 4.2.2.3 Modelo para a Conservação da Massa das Espécies Químicas

$$U_j \frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (c_{\varepsilon 1} P_{ij} - c_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \quad (4.21)$$

onde

$$\bar{\rho} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \rho \, dt \quad (4.22)$$

$$\tilde{U} = \frac{1}{\bar{\rho}} \left( \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} U \rho \, dt \right) \quad (4.23)$$

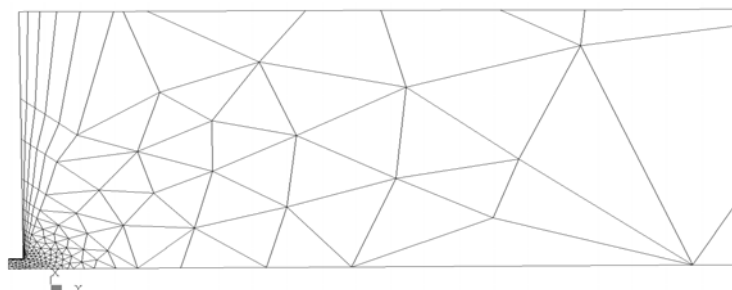
sendo que  $\Gamma_i$  é o coeficiente de difusão molecular,  $\mu_t$  a viscosidade turbulenta e  $S_{ct}$  o número de Schmidt turbulento definido como a razão entre a viscosidade cinemática  $\nu$  e o coeficiente de difusão molecular  $D$ .

## 4.3 Solução Numérica

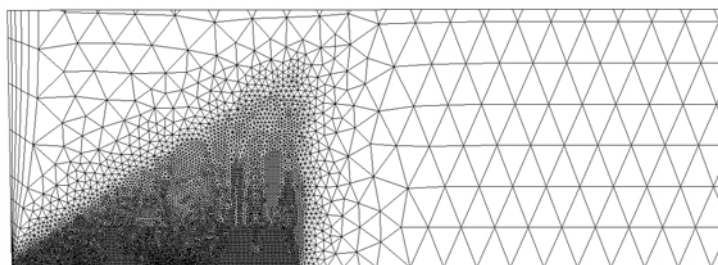
Utilizou-se o programa CFX 5.6. A seguir, apresentam-se as características de solução.

### 4.3.1 Malha Computacional

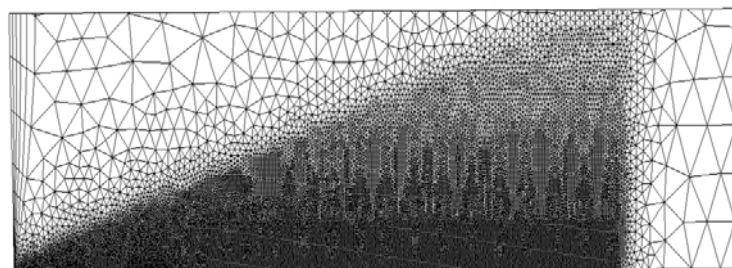
Devido à simetria das geometrias foi simulada apenas uma porção de  $10^\circ$  do domínio computacional para reduzir o número de elementos e o tempo computacional. Para o estudo da malha foram abordados três tamanhos de malhas para resolver o jato de ar e o jato de propano respectivamente, visando determinar uma solução independente do tamanho de malha. As figuras 4.4 e 4.5 mostram as características das malhas estudadas. Utilizou-se uma malha com elementos tetraédricos.



(a).  $T_1=9152$  elementos



(b).  $T_2=199706$  elementos



(c).  $T_3=553255$  elementos

Figura 4.4. Refinos de malha empregados para a solução do jato de ar.



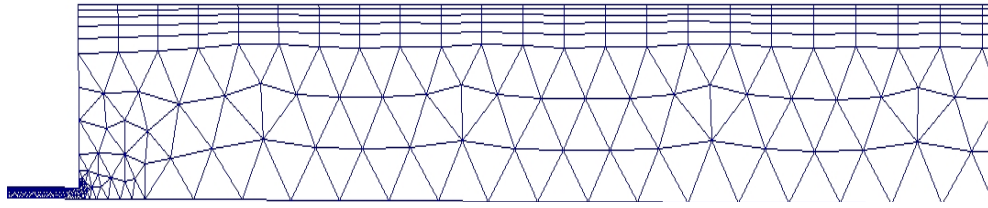
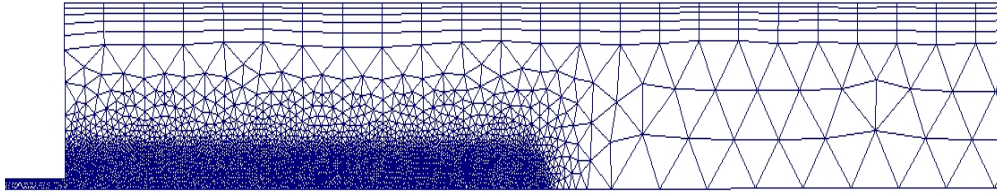
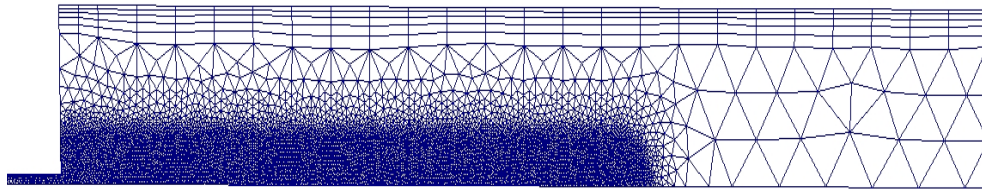
(a).  $T_1=5423$  elementos(b).  $T_2=283167$  elementos(c).  $T_3=648644$  elementos

Figura 4.5. Refinos de malha empregados para a solução do jato de propano.

### 4.3.2 Condições de contorno

As seguintes condições de contorno foram usadas:

#### Problema 1:

- Entrada:  $x = 0$ ,  $0 \leq y < 0.0205m \rightarrow U_{ar} = 9m/s$ ,  $I = 1\%$ .
- Paredes Sólidas:  $x = 0.02m$ ,  $0.0205 \leq y \leq 10m \rightarrow U_p = 0$
- Condição Aberta:  $0.02m < x \rightarrow \infty$ ,  $P = P_{atm}$
- Simetria:  $0 \leq x \leq 30m$ ,  $y = 0 \rightarrow \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$ , onde  $\phi$  é uma variável escalar, e  $n$  a normal.

#### Problema 2:

- Entrada 1:  $x = 0$ ,  $0 \leq y < 0,003175m \rightarrow U_{C_3H_8} = 2,69m/s$ ,  $I = 1\%$ .
- Entrada 2:  $x = 0,2m$ ,  $0,003175 < y < 0,05m \rightarrow U_{ar} = 0,148m/s$

- Paredes:  $0,2 < x \leq 0,76m$ ,  $y = 0,05m \rightarrow U_p = 0$
- Simetria:  $0 \leq x \leq 0,76m$ ,  $y = 0 \rightarrow \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$
- saída:  $x > 0,76m$ ,  $\rightarrow P = P_{atm}$

### 4.3.3 Parâmetros de solução

A seguir são apresentados os parâmetros de solução:

**(a) Critério de Convergência:** Existem varias considerações para escolher um determinado critério de convergência para a solução do problema. A seguir são apresentados alguns critérios propostos pela literatura do CFX.

- RMS (Root-Mean-Square)  $> 5 \times 10^{-4}$  é considerado bem pobre, já que os balanços globais serão pobres, e a qualidade dos resultados não será confiável.
- RMS  $= 1 \times 10^{-4}$  é considerado bom, a maioria das vezes suficiente para muitas aplicações de engenharia.
- RMS  $= 1 \times 10^{-5}$  ou menos, algumas vezes requerido para problemas geometricamente sensíveis.
- RMS  $= 1 \times 10^{-6} - 1 \times 10^{-7}$  é recomendado somente para interesses acadêmicos.

Para cada variável de solução, o CFX normaliza o residual com o objetivo de monitorar a solução do problema e atingir um determinado critério de convergência. A expressão que normaliza o residual é então definida como

$$[\tilde{r}_\phi] = \frac{[r_\phi]}{a_p \Delta\phi} \quad (4.24)$$

onde  $r_\phi$  é o residual da variável  $\phi$  no volume de controle,  $a_p$  é um coeficiente representativo no volume de controle e  $\Delta\phi$  representa a faixa de variação do campo da variável  $\phi$ . O calculo exato de  $a_p$  e  $\Delta\phi$  não é simples e não é apresentado na literatura do CFX. Entretanto, alguns aspetos relevantes são apresentados a seguir.

- A normalização dos residuais é independente da escolha da escala do tempo.
- A normalização dos residuais é independente dos valores iniciais.

Para a solução numérica dos problemas estudados neste capitulo, optou-se por um critério de convergência de  $1 \times 10^{-4}$ .

**(b) Escala física de tempo:** A seleção de uma apropriada escala de tempo é essencial a fim de obter uma boa taxa de convergência para a simulação numérica. A escala de tempo determina a velocidade com que a solução do problema avança; desta forma, um passo de tempo mal definido faz com que a simulação tarde mais tempo para convergir, ou, no pior dos casos, causa a divergência do problema. A escala de tempo é calculada da seguinte expressão:

$$t = \frac{L}{U} \quad (4.25)$$

onde  $L$  é o comprimento do domínio de solução, e  $U$  a velocidade média de entrada do fluido.

Para problemas em regime permanente, grandes passos de tempo podem ser utilizados acelerando a convergência da solução. No caso em que apresentarem-se situações tais como: qualidade pobre da malha, fluidos transônicos, grandes regiões de separação do escoamento, aberturas com entrada e saída simultânea de fluido, escoamentos em superfícies livres, escoamentos multifásicos, escalas de tempo pequenas serão requeridos.

Para o estudo do jato de ar com um domínio computacional de 30m de comprimento e uma velocidade de entrada de 9 m/s, encontrou-se uma escala de tempo de 3,33 segundos. Empregando um “*differencing scheme - High Resolution*”, a escala de tempo obtida inicialmente foi reduzida em 1/3, (CFX-5.6 Tutorial). Porém, uma escala de tempo igual a 1,1 segundos será empregada nas simulações. Para o caso do jato de propano, resultou uma escala de tempo correspondente a 0,085 s.

**(c) Número máximo de Iterações:** 1000

## 4.4 Resultados e Análise

A seguir são apresentados os resultados numéricos para os dois problemas estudados.

### 4.4.1 Resultados para o problema 1

Nas figuras 4.6, 4.7, e 4.8 mostra-se o residual das variáveis hidrodinâmicas (pressão e velocidade), turbulentas (energia cinética turbulenta e taxa de dissipação turbulenta), e diferença no balanço global da pressão e velocidade respectivamente. Observa-se que todas as variáveis foram convergiram para valores de  $1 \times 10^{-6}$ .

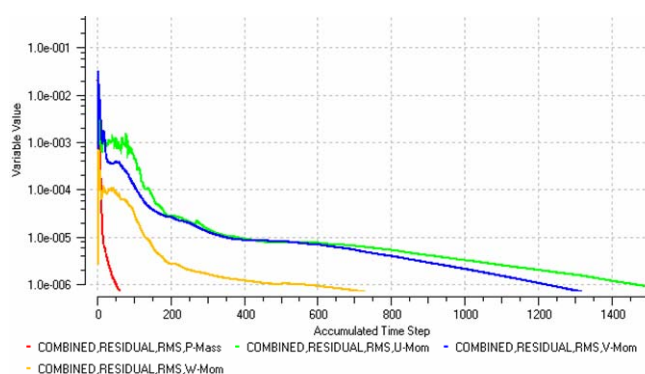


Figura 4.6. Residual de pressão e velocidades u, v e w.

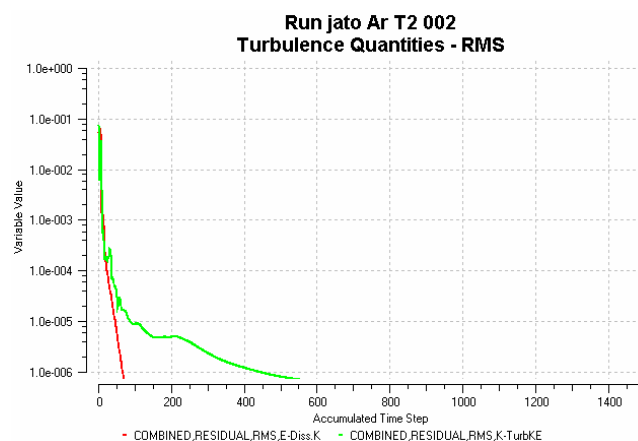


Figura 4.7. Residual das variáveis turbulentas k e ε.

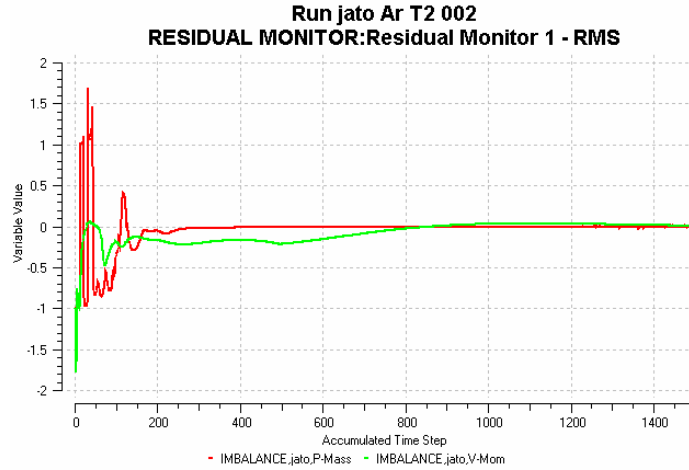


Figura 4.8. Diferença no balanço global da pressão e velocidade.

Na figura 4.9 mostra-se a velocidade ao longo da linha do centro do jato de ar em função do afastamento do bico injetor para três malhas computacionais empregadas. Nota-se que as malhas  $T_1$  e  $T_2$  apresentaram resultados bem semelhantes, enquanto que a malha com maior refino (malha  $T_3$ ) apresentou um menor decaimento da velocidade.

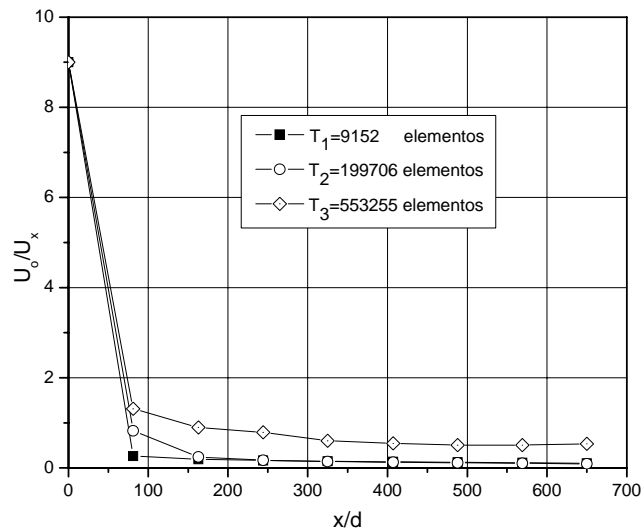


Figura 4.9. Variação da velocidade ao longo da linha do centro do jato para três malhas computacionais.

A figura 4.10 mostra a variação de energia cinética turbulenta na direção radial do jato para as três malhas computacionais empregadas. Para isso, selecionaram-se dois afastamentos do bocal de saída ( $x = 12.195d$  e  $x = 24.39d$ ). Nota-se que as malhas  $T_2$  e  $T_3$  apresentaram valores bem próximos quando comparados com os resultados da malha mais grosseira ( $T_1$ ). Acredita-se que estas diferenças numéricas sejam atribuídas à deficiência da malha grosseira em não reproduzir corretamente as menores escalas de turbulência.

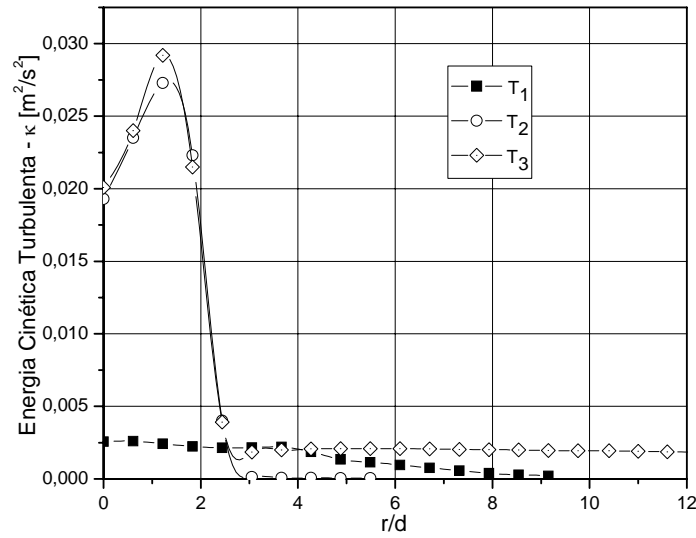
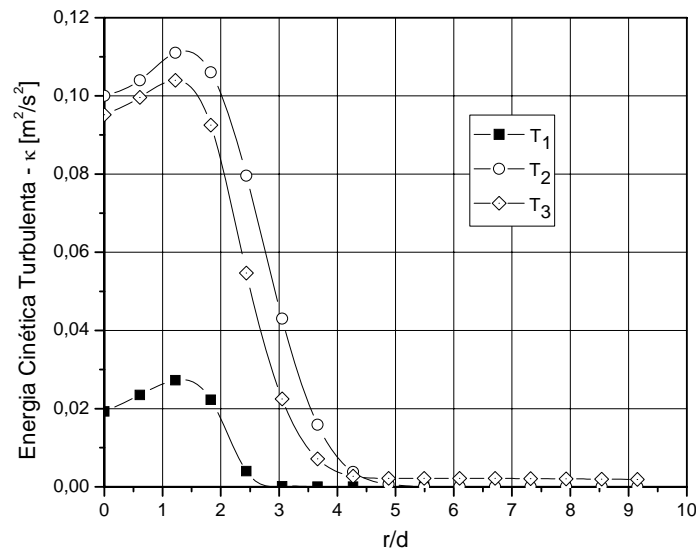
(a).  $x = 12.195d$ (b).  $x = 24.39d$ 

Figura 4.10. Variação da energia cinética turbulenta ao longo do raio do jato para dois afastamentos do bico injetor.

Para os dois casos da figura anterior, a energia cinética turbulenta  $k$  atinge um valor máximo em uma região afastada da linha do centro (aproximadamente em  $1,2 r/d$ ). Este comportamento está associado diretamente ao termo de produção de energia cinética turbulenta  $P_k$  da equação de transporte do modelo  $k - \varepsilon$  (equação 4.10), ou seja,

$$P_k = \frac{1}{2} \mu_T \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)^2 \quad \text{Termo de Produção para a energia cinética turbulenta}$$

Da equação de  $P_k$ , nota-se que a máxima produção de energia cinética turbulenta está relacionada diretamente ao gradiente de velocidade  $\partial u / \partial y$ , onde atinge a um valor máximo em modulo em 1,2 r/d do jato. Além disto,  $\partial u / \partial y$  é nulo tanto na linha do centro quanto nas bordas do jato, influenciado aos baixos níveis de turbulência nessa região. A figura 4.11 mostra em detalhe o comportamento de  $\partial u / \partial y$  ao longo do raio do jato.

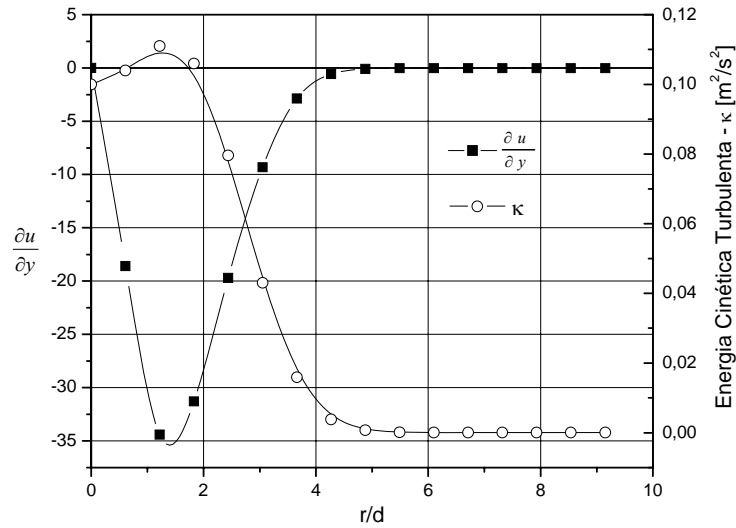


Figura 4.11. Variação da energia cinética turbulenta  $\kappa$ , e do gradiente espacial de velocidade  $\frac{\partial u}{\partial y}$  no raio do jato para um afastamento  $x = 24.39d$ .

A seguir, o termo de produção de energia cinética turbulenta (equação 4.12) do modelo de turbulência das Tensões de Reynolds é também avaliado. Nas figuras 4.12 e 4.13 são mostrados os valores para os tensores de Reynolds, e os gradientes espaciais de velocidade respectivamente ao longo do raio do jato para um afastamento de  $x = 24.39d$ .

As figuras mostram que o termo mais importante ocorre para  $P_{uu}$ , ou seja, quando  $i = j = 1$ , e  $k = 2$ , ficando o termo de produção assim:

$$P_{uu} \equiv -2\rho \overline{uv} \frac{\partial u}{\partial y}$$

Porém,  $\overline{uu} > \overline{vv}, \overline{ww}$ , já que  $\overline{u^2}$  recebe energia diretamente da deformação do escoamento.

Além disto,  $P_{vv}$  e  $P_{ww}$  são aproximadamente zero, já que  $\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y} \approx 0$ .

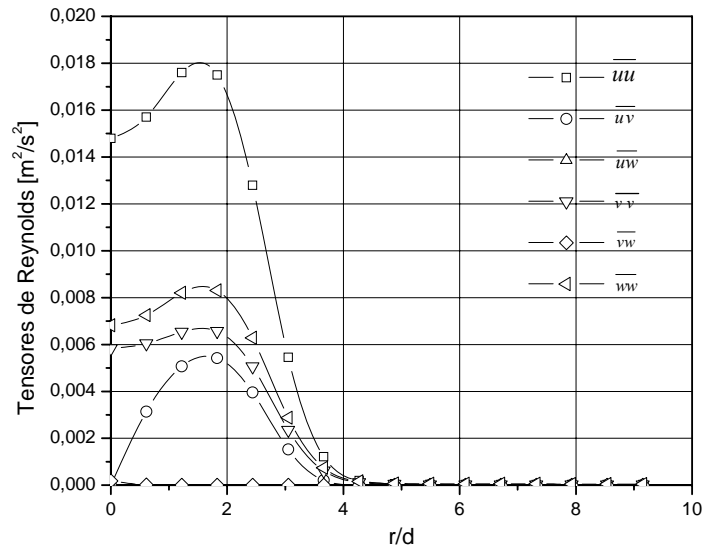


Figura 4.12. Variação dos Tensores de Reynolds ao longo do raio do jato para um afastamento de  $x = 24.39d$ .

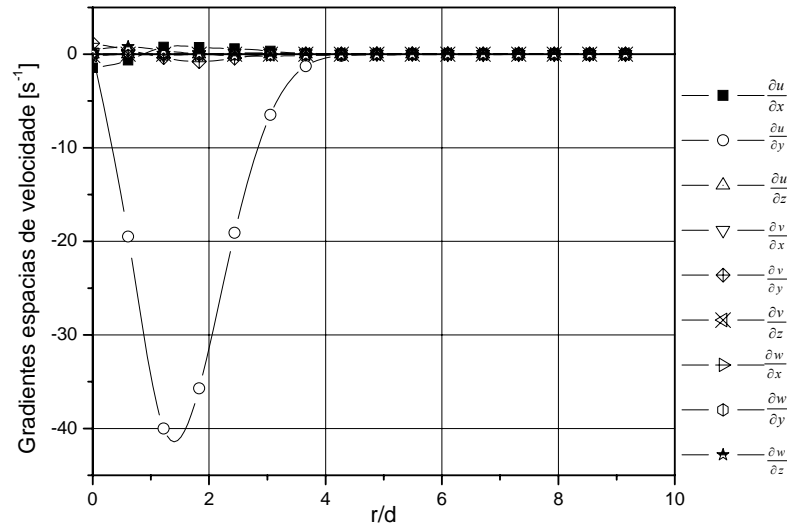


Figura 4.13. Gradientes espaciais de velocidade ao longo do raio do jato para um afastamento de  $x = 24.39d$ .

Segundo a análise feita anteriormente, de fato uma malha computacional grosseira ( $T_1$ ) não permite reproduzir corretamente as menores escalas da turbulência presentes no escoamento. Porém, conclui-se que a malha computacional  $T_2$  tornou-se adequada para obter uma solução independente do tamanho da malha.

A seguir, a figura 4.14 apresenta uma comparação dos resultados numéricos com resultados experimentais obtidos por Zou (2000) para um jato de ar.



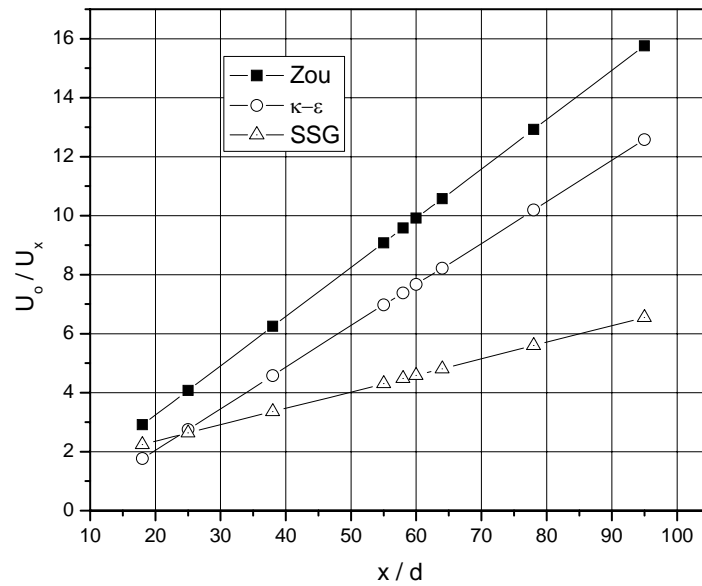


Figura 4.14. Variação da velocidade na linha do centro de um jato de ar para diferentes afastamentos do bocal ( $U_0=9$  m/s –  $d=41$  mm).

A figura anterior mostra que o modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  torna-se adequado na solução do jato de ar, já que apresentou resultados bem próximos aos valores experimentais obtidos por Zou (2000). Embora não se tenha encontrado mais informação sobre a geometria real do bocal (comprimento, ângulo do bocal, etc) em trabalhos realizados por Zou, o perfil de velocidade na linha do centro para o modelo  $k-\varepsilon$ , apresenta quase a mesma inclinação para o perfil de velocidade obtido por Zou. As inclinações das curvas do modelo  $k-\varepsilon$ , e resultados de Zou foram de  $33^\circ$  e  $36^\circ$  respectivamente, enquanto que para modelo SSG foi de aproximadamente  $15^\circ$ .

Na figura 4.15 mostra-se uma normalização ( $U/U_{\max}$ ) do perfil de velocidade radial para diferentes afastamentos do bocal. É observado que em regiões bem afastadas do bocal, os perfis de velocidade não são semelhantes para os dois modelos de turbulência. Estas diferenças podem ser causadas ao o ângulo de espalhamento do jato, resultando um valor de  $20^\circ$  e  $25^\circ$  para o modelo de turbulência SSG e  $k-\varepsilon$  respectivamente.

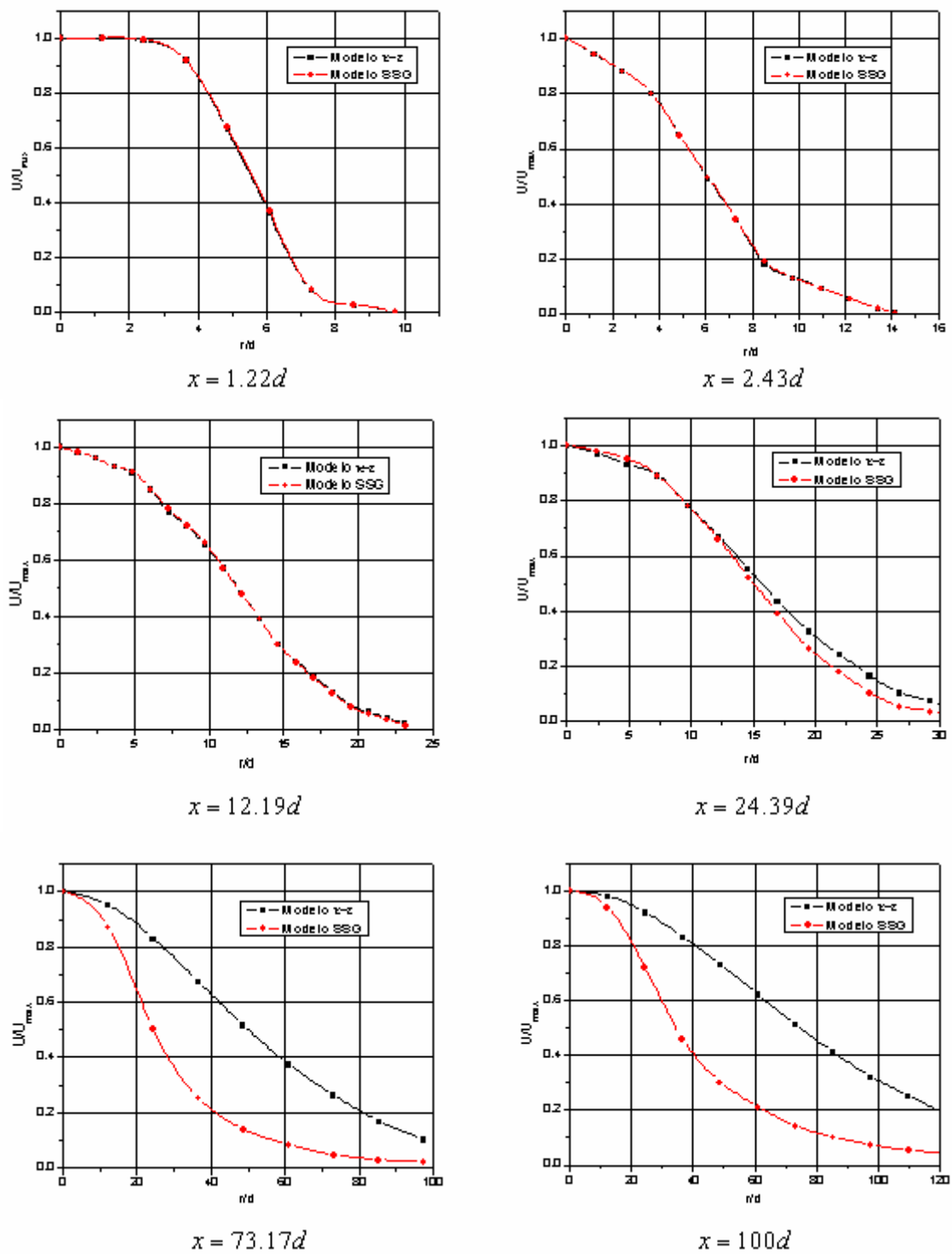


Figura 4.15. Perfil de velocidade radial para diferentes afastamentos do bocal ( $U_0=9$  m/s –  $d=41$  mm).

### 4.4.2 Resultados para o Problema 2

Os resultados a seguir referem-se ao problema 2 do jato concêntrico de ar e propano. A figura 4.16 mostra o perfil de concentração ao longo da linha de centro para o jato empregando três malhas computacionais. Os resultados mostraram que as malhas T2 e T3 apresentaram resultados bem próximos quando comparados com os resultados obtidos com a malha T1. Assim, a malha T2 mostra-se adequada para resolver aspectos do escoamento no jato de propano.

Nota-se nas figuras 4.16 e 4.17 que  $Y_o$  corresponde à concentração de propano na saída do injetor (igual a 1) e  $Y_m$  à concentração média local na linha do centro do jato.

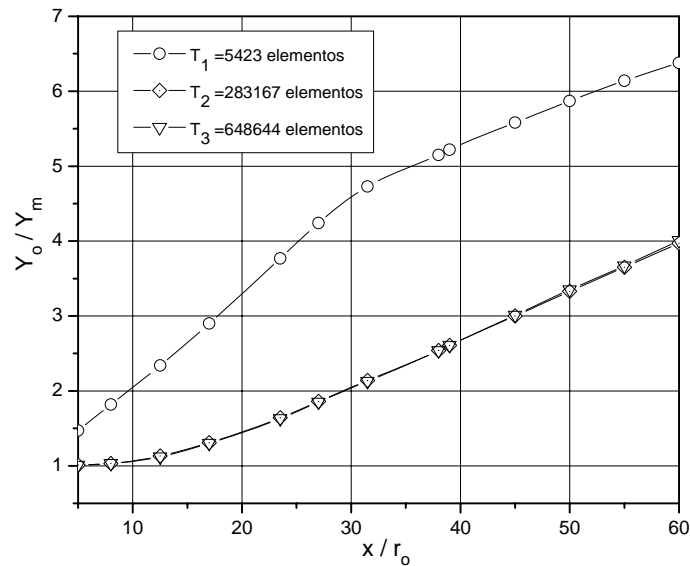


Figura 4.16. Variação da concentração ao longo da linha de centro do jato de propano para três malhas computacionais.

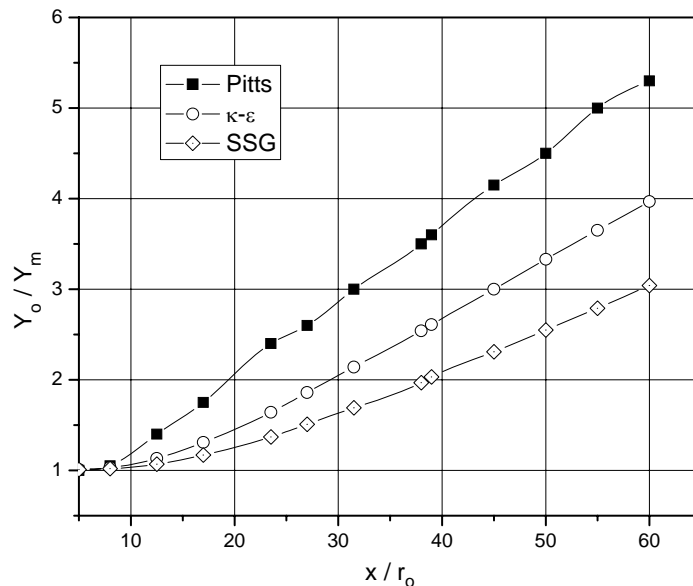


Figura 4.17. Variação da concentração ao longo da linha de centro para o jato de propano

A figura 4.17 mostra uma comparação da concentração ao longo da linha do centro para o jato de propano para os dois modelos de turbulência estudados e os resultados medidos por Pitts (1991). Os resultados mostraram que houve uma diferença numérica de cerca de 25 e 40% do modelo  $k-\epsilon$  e SSG respectivamente respeito as medições de Pitts. Apesar de estas diferenças numéricas, o modelo de turbulência  $k-\epsilon$  apresentou uma inclinação bem próxima da curva de concentração obtida por Pitts, resultando uma inclinação de 35.3, 29 respectivamente, enquanto que para o modelo SSG a inclinação foi de 20°.

A figura 4.18 apresenta a variação da intensidade turbulenta na linha de centro para o jato de propano. A intensidade turbulenta é definida como  $I = u' / U$ , onde  $u'$  representa a flutuação instantânea da velocidade e  $U$  denota um valor médio da velocidade do escoamento.

Nota-se que os níveis de turbulência no jato aumentam na ordem de 12% em uma distância de 20 raios do bocal de saída, representando uma maior difusão de espécies químicas nessa região (ver figura 4.19). Para distâncias maiores a 20 raios do bocal de saída os níveis de turbulência decaem, devido à diminuição da quantidade de movimento do jato.

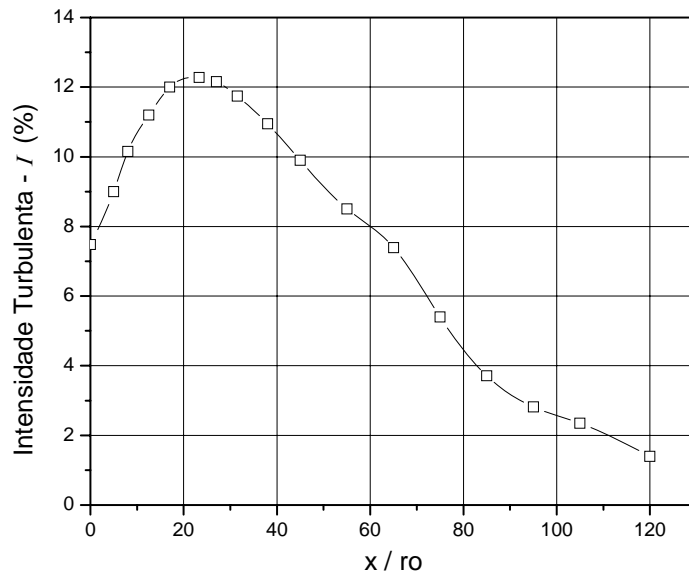


Figura 4.18. Variação da intensidade turbulenta ao longo da linha de centro do jato.

A figura 4.19 mostra a evolução da difusividade turbulenta ao longo da linha do centro para o jato de propano. Observa-se que a difusividade é incrementada fortemente na saída do bocal sobre uma distância de aproximadamente 20 raios do bocal devido ao incremento do transporte turbulento. Depois, observa-se que o valor da difusividade turbulenta permanece constante para afastamentos na faixa de  $23-30r_o$ , associado à região de desenvolvimento do jato, e, que por último decresce, onde aparece a quarta zona do jato. Neste problema o valor da difusividade do propano em ar foi de  $1.14 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ .

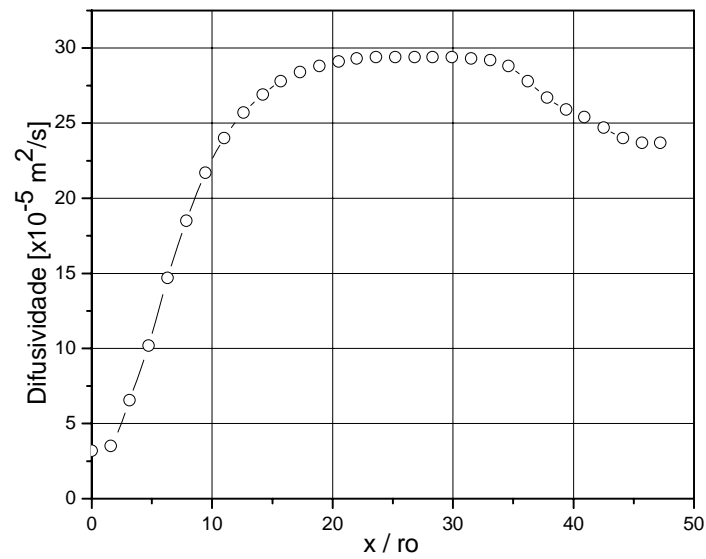


Figura 4.19. Distribuição da difusividade turbulenta ao longo da linha de centro para o jato de propano.

A figura 4.20 mostra a distribuição da difusividade turbulenta ao longo do raio do jato para dois afastamentos do bocal de saída. Nota-se que a difusão do propano no ar é máxima em uma região próxima à linha do centro e mínima nas bordas do jato, onde a difusão molecular será predominante devido aos baixos níveis de turbulência. Além disto, a maior difusão de espécies químicas acontece em afastamentos superiores a 20 raios do bocal de saída, conforme foi mostrado na figura 4.19.

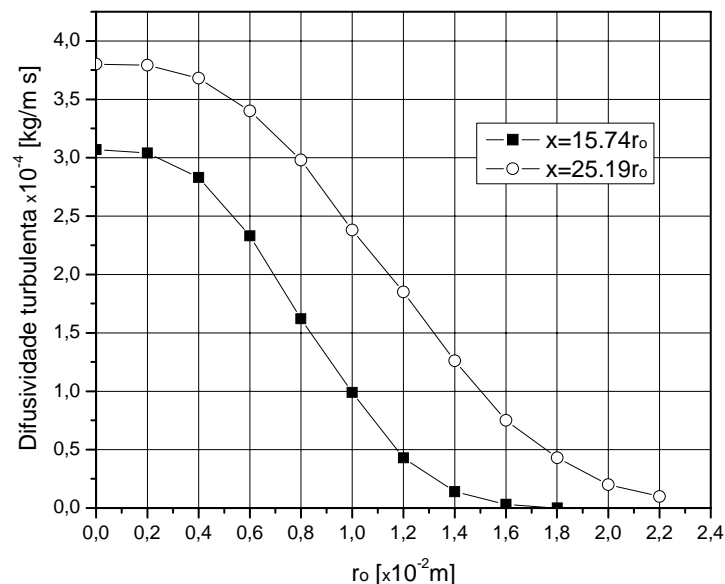


Figura 4.20. Variação da difusividade turbulenta ao longo do raio do jato de propano para dois afastamentos.

A seguir, as figuras 4.21 a 4.24 apresentam os campos de velocidade, de concentração, difusão turbulenta e molecular respectivamente para o jato de propano. As figuras mostram os valores das variáveis em uma escala de cores, indicando-se a cor vermelha e azul como o valor máximo e mínimo respectivamente na escala.

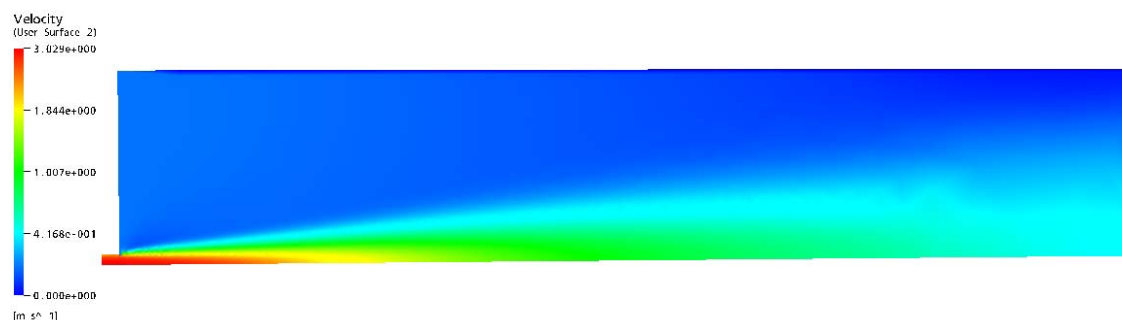


Figura 4.21. Campo de velocidade.

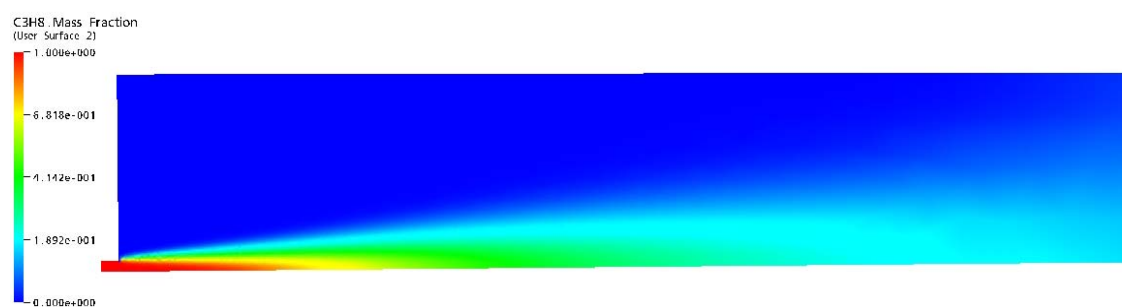


Figura 4.22. Campo de Concentração.

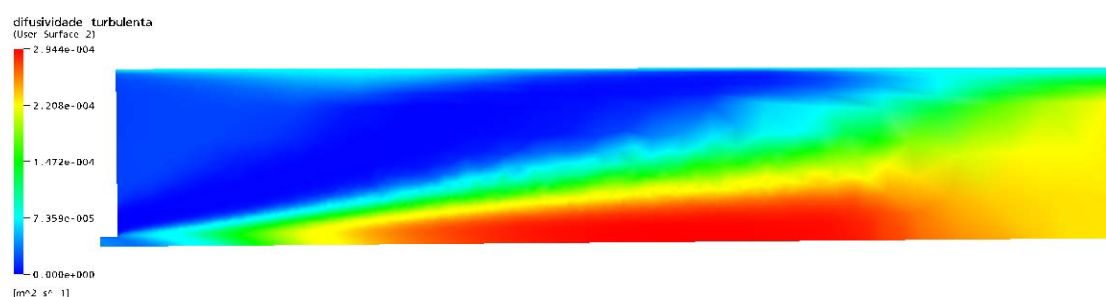


Figura 4.23. Campo de difusão turbulenta.

A admissão de ar para o interior do jato é observada em detalhe na figura 4.24. Os vetores de velocidade mostram a indução de ar nas bordas do jato onde o ar e o propano são misturados pelo processo de difusão turbulenta.

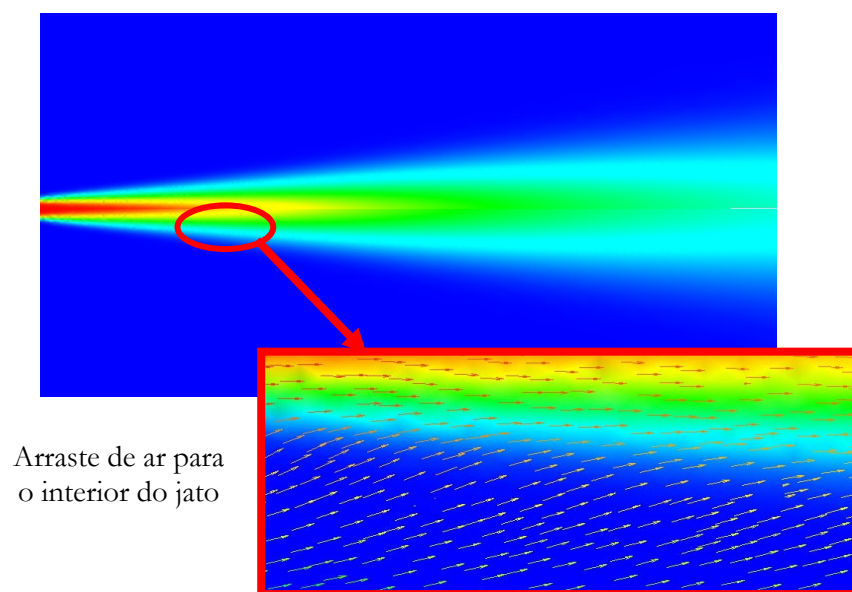


Figura 4.24. Vetores de velocidade que mostram a admissão de ar do ambiente através de um jato de propano.

## 4.5 Conclusão

A verificação realizada durante esta seção para os dois modelos de turbulência estudados, deixa em evidência que o modelo  $k$ - $\epsilon$  aparentemente apresentou resultados mais próximos aos resultados obtidos por Zou (2000) e Pitts (1991).

Observa-se na figura 4.18 que a distribuição de fração de massa de propano ao longo da linha de centro é melhor reproduzida pelo modelo  $k$ - $\epsilon$ . Porém, observam-se diferenças de até 25% entre os valores medidos e previstos.

Estas diferenças podem ser creditadas à dificuldade de reproduzir numericamente as condições experimentais e à deficiência do modelo em reproduzir o fenômeno de turbulência. Em especial, utilizaram-se apenas malhas tetraédricas e os métodos de refino estabelecidos no CFX.

Não se conhece com exatidão todas as condições experimentais, mas, acredita-se que as características como a geometria do bocal, a temperatura, as propriedades termofísicas, e as condições de contorno tenham sido descritas corretamente nos dois problemas estudados. Ainda existem dúvidas quanto à reprodução das condições de entrada de turbulência, por isso usaram-se condições de turbulência completamente desenvolvidas na saída do jato, as quais apenas aproximam-se das condições no experimento.

Assim, acredita-se que os desvios sejam consequência do desconhecimento das condições de turbulência na saída do jato, das deficiências no modelo  $k$ - $\epsilon$  em reproduzir corretamente escoamentos com jatos (Silva, 1998) e principalmente da malha tetraédrica em corretamente modelar o escoamento nestas geometrias. Recomenda-se que novos modelos sejam testados para estas condições, incluindo discretização com malha hexaédrica, e dados experimentais mais completos sejam utilizados.

Neste trabalho, ambos os modelos  $k$ - $\epsilon$  e SSG foram utilizados. Verificou-se, na solução do problema do queimador, que o modelo SSG foi mais adequado para a resolução de aspectos do escoamento que o modelo  $k$ - $\epsilon$ , apresentando melhor convergência, conforme mostrado no próximo capítulo. Assim, as simulações neste trabalho são realizadas com o modelo de turbulência SSG, mesmo ciente da possível ineficiência deste modelo em reproduzir resultados quantitativos quando comparados com medições.



## Capítulo 5. Solução Numérica do Queimador e Determinação de Parâmetros do Modelo Unidimensional

### 5.1 Solução Numérica do Queimador Atmosférico

Nesta seção são apresentadas as condições de contorno, parâmetros de solução, e um estudo da malha para o queimador atmosférico empregando quatro malhas computacionais, visando determinar uma solução independente do tamanho de malha.

#### 5.1.1 Geometria

A solução numérica para o escoamento no queimador é desenvolvida em uma geometria que inclui o interior do bico injetor, o orifício do bico injetor, o espaço entre o bico injetor e a entrada do Venturi, o próprio Venturi, o distribuidor de gás contendo um certo número de orifícios e ainda uma região aberta ao redor do distribuidor. A figura 4.26 mostra um esquema da geometria de solução. Nota-se que entre o bico injetor e a entrada do venturi existe um suporte que obstrui parcialmente a entrada de ar do ambiente. Neste trabalho, a geometria deste suporte é mantida fixa.

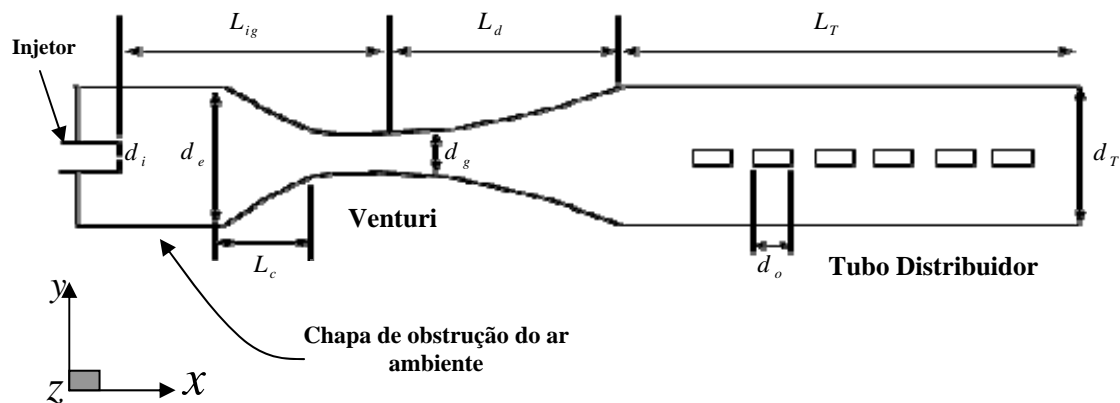


Figura 5.1 Esquema da geometria de solução.

As dimensões utilizadas foram obtidas de um queimador de forno comercial cedido pela empresa Multibrás Eletrodomésticos S.A. Este módulo é conhecido como “queimador charuto”. A tabela 5.1 mostra as dimensões do queimador e estão dadas em milímetros.

Tabela 5.1. Dimensões principais do queimador [mm].

$d_i$	$d_e$	$d_g$	$d_T$	$d_o$	$L_{ig}$	$L_c$	$L_d$	$L_T$	No. Orifícios
1	24	18	26	$3 \times 2$	55	12	75	255	120

### 5.1.2 Hipóteses

Consideram-se as seguintes hipóteses:

- (a) Processo em regime permanente,
- (b) Negligenciam-se os efeitos gravitacionais,
- (c) A pressão de referência é 101.325 kPa,
- (d) O escoamento é assumido isotérmico e sem reação química a uma temperatura de referência de 298 K,
- (e) O fluido comporta-se como gás ideal,
- (f) O escoamento é turbulento.

As propriedades da mistura ar/Butano foram obtidas da base de dados do CFX-5.6. o escoamento turbulento é modelado com o modelo SSG. Além disso, a fração de massa das espécies químicas é calculada da suas equações de transporte, com exceção do ar, a qual foi obtida do requerimento de que a massa total deve ser conservada ( $\sum Y_i = 1$ ).

### 5.1.3 Aplicação das Condições de Contorno

#### a. Condição de Entrada:

Na região de entrada do injetor foi especificada uma vazão para o gás Butano. Para a condição de turbulência foi especificado um valor de 5% para a intensidade turbulenta.

#### b. Condição Aberta:

Esta condição de contorno permite a entrada de ar do ambiente na região entre o bico injetor e o Venturi (ver figura 5.2) e a saída da mistura ar e combustível através dos orifícios

em um ambiente aberto. A pressão nessas regiões corresponde à pressão atmosférica. A condição de turbulência nesta região foi de 1% para a intensidade turbulenta.

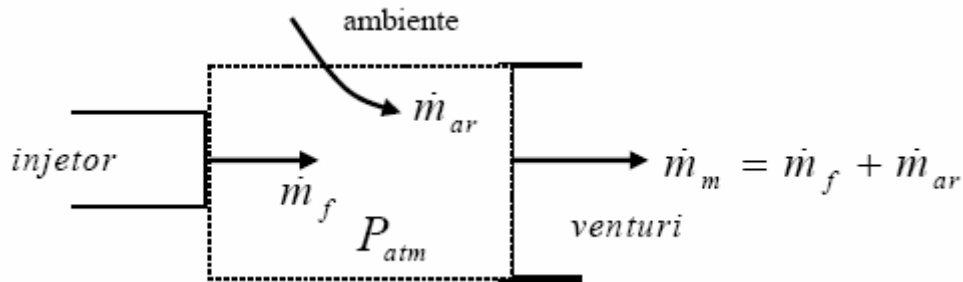


Figura 5.2 Condição de contorno aberta.

#### c. Paredes:

Assume-se a velocidade do fluido nas paredes igual a zero, tal que a condição de contorno para a velocidade  $U_{wall} = 0$  (condição de não deslizamento), e negligenciada a troca de calor através das paredes, onde  $q_w = 0$ . O injetor de gás, o próprio venturi, e o distribuidor de gás foram considerados como regiões sólidas.

#### d. Simetria:

O conjunto bico injetor e distribuidor apresenta uma linha de simetria horizontal, representado pelo traço-ponto na figura 5.3. Observa-se que este tipo de queimador possui duas linhas opostas de orifícios com seção transversal retangular. Assim, um outro plano de simetria existe também na direção vertical.

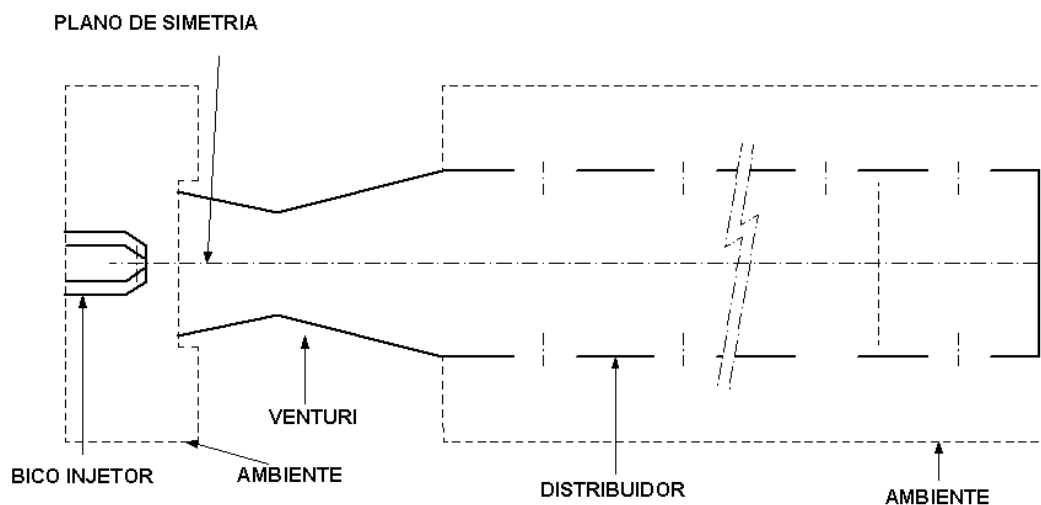
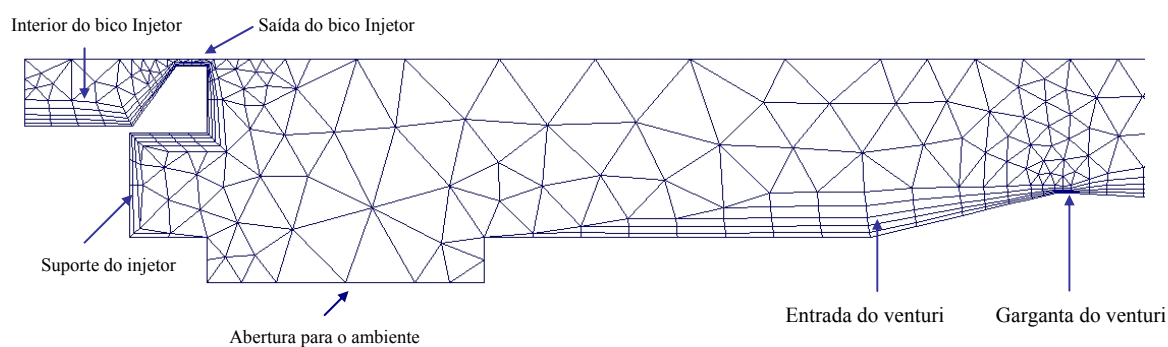


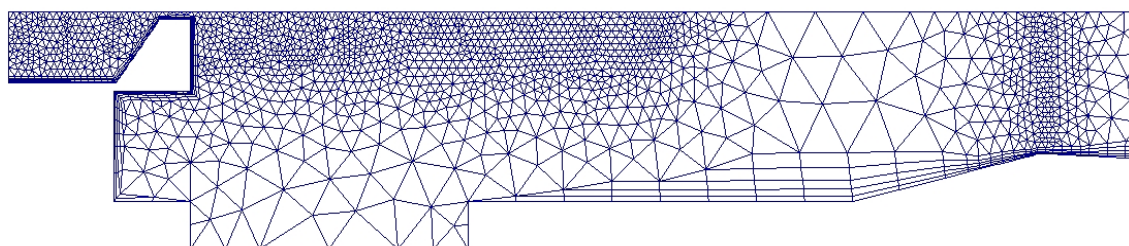
Figura 5.3 Planos de simetria para o domínio computacional.

### 5.1.4 Malhas Computacionais

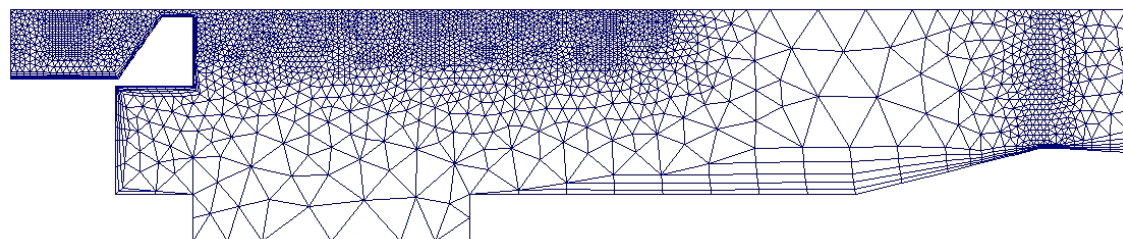
Quatro malhas computacionais foram empregadas visando determinar uma solução independente do tamanho da malha. A figura 5.4 mostra uma ampliação dos refinamentos empregados na região do bico injetor e a garganta do venturi para as malhas estudadas. T1 corresponde a uma malha grosseira, e T2, T3 e T4 apresentam refinamentos maiores. Além disto, a região dos orifícios apresentou também diferentes refinamentos, mas não são mostrados aqui.



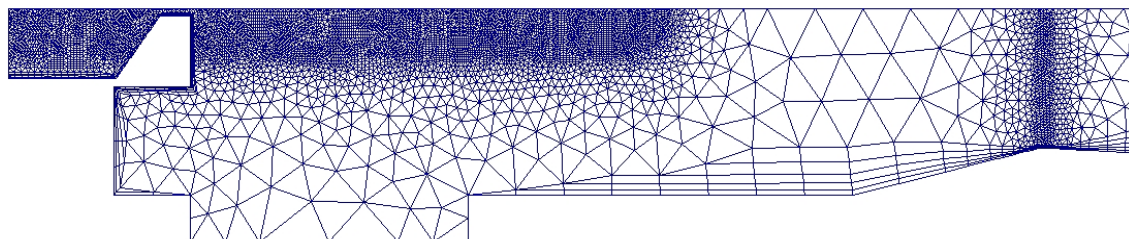
(a). T1=206699



(b). T2=457282



(c). T3=674083



(d). T4=1187137

Figura 5.4 Discretizações utilizadas para o estudo da malha do queimador atmosférico.

### 5.1.5 Parâmetros de Solução

- (a) Critério de Convergência: RMS de  $1 \times 10^{-4}$
- (b) Número máximo de Iterações: 300
- (c) Escala física de tempo: 0,2 segundos.

Nota-se que a solução do problema será obtida quando seja atingido o critério de convergência, ou, o número de iterações.

### 5.1.6 Estudo de Convergência e Escolha da Malha Computacional

A seguir são apresentados os resultados do estudo da malha do queimador.

Nas figuras 5.5 a 5.6 são mostrados os residuais das variáveis hidrodinâmicas (pressão e velocidade), turbulentas (tensores de Reynolds), das espécies químicas, e a diferença no balanço global do Butano respectivamente.

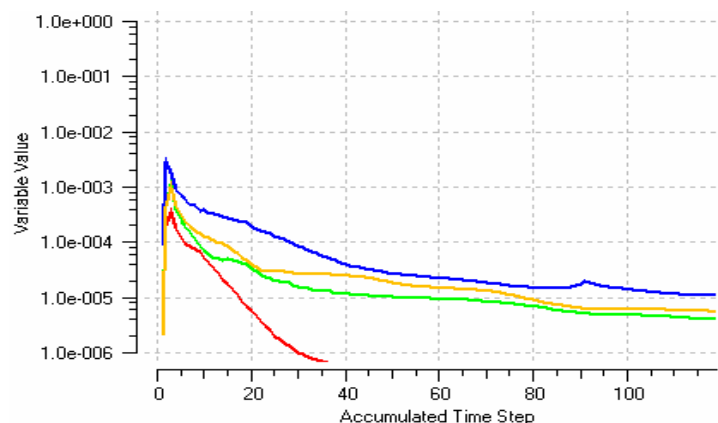


Figura 5.5. Residual de pressão e velocidade.

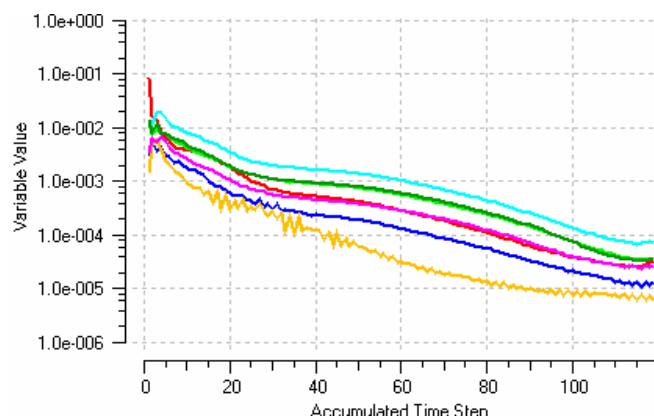


Figura 5.6 Residuais das variáveis turbulentas  $uu$ ,  $vv$ ,  $ww$ ,  $uv$ ,  $k$  e  $\epsilon$ .

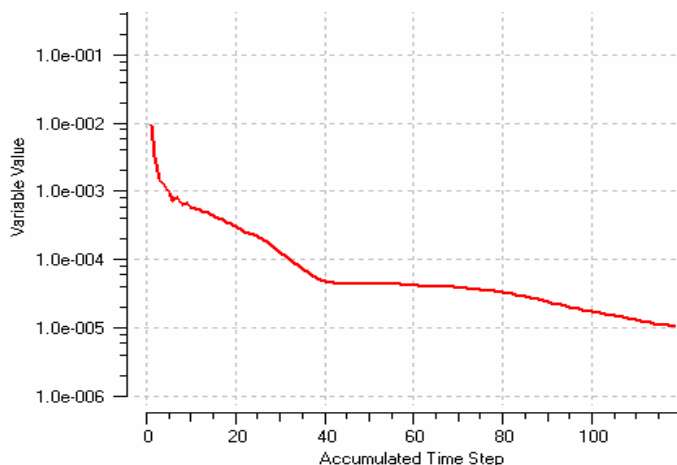


Figura 5.7 Residual para o Butano.

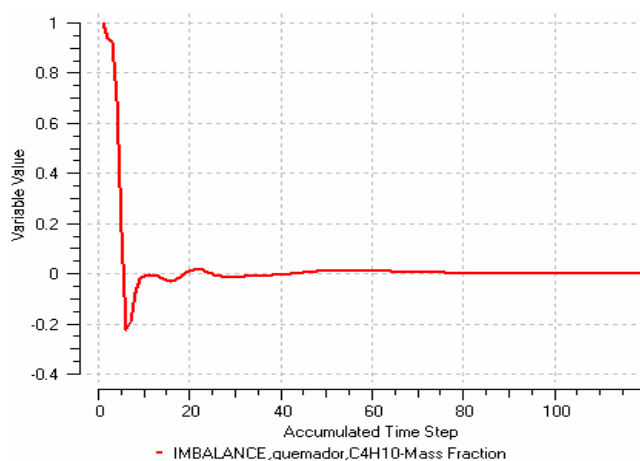


Figura 5.8 Diferença no balanço global para o Butano.

A figura 5.9 mostra a variação da velocidade da mistura ao longo da linha de centro do queimador para as quatro malhas estudadas. Observa-se que velocidade central do escoamento decai partindo da saída do bico injetor até a região de entrada da seção convergente (em  $x=0.055\text{m}$ ), logo a mistura é acelerada na direção da garganta do venturi (em  $x=0.067\text{m}$ ) e depois expandida no tubo distribuidor. Na região do tubo distribuidor a velocidade da mistura diminui na direção do escoamento como consequência da contribuição do escoamento principal para os orifícios. Além disto, a figura mostra que as três malhas com maior refino (T2, T3, T4) apresentaram resultados bem semelhantes.

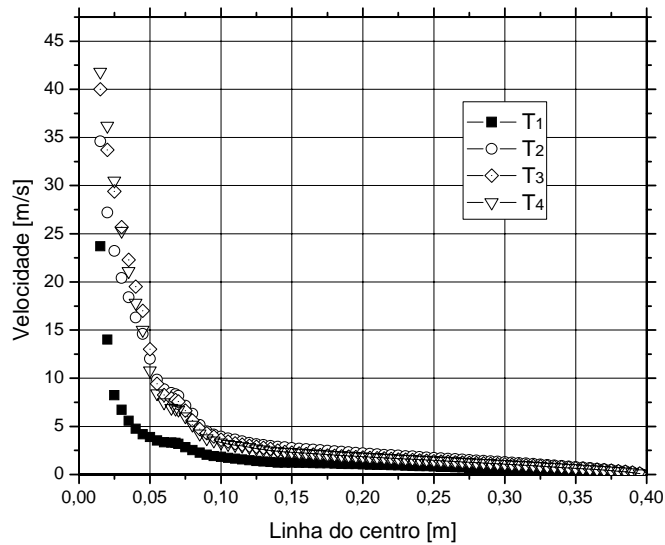


Figura 5.9 Variação da velocidade ao longo da linha do centro do queimador para diferentes tamanhos de malhas.

A evolução da pressão estática na linha do centro do queimador é apresentada na figura 5.10. Nesta figura não foi considerado o perfil de pressão axial na região jato, porém, foi considerado em uma distância da 0,05 m (conforme mostra a abscissa da figura), que corresponde à região de entrada do Venturi. Os resultados numéricos mostram que para todas as malhas computacionais estudadas, a pressão da mistura decai gradualmente na seção convergente, atingindo-se um valor mínimo de pressão na garganta do Venturi (em  $x=0.067$  m), depois, a mistura é expandida no recuperando parte de quantidade de movimento em pressão estática na saída do difusor (em  $0.067 < x < 0.15$  m) em valores um pouco acima da pressão atmosférica.

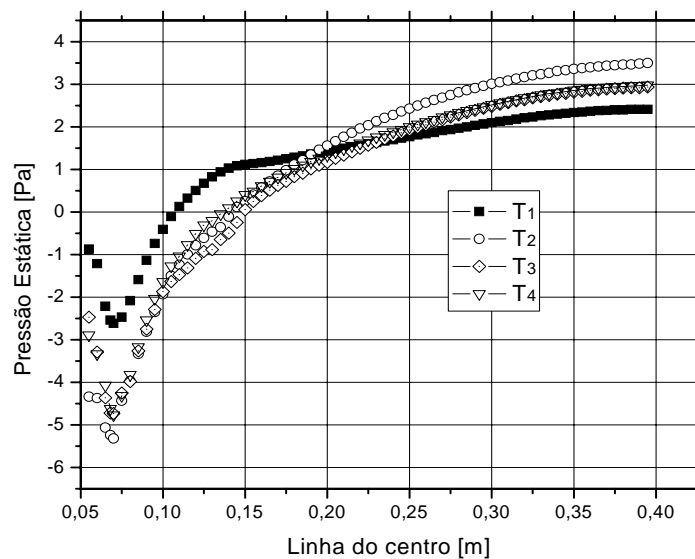


Figura 5.10 Perfil de pressão estática ao longo da linha de centro do queimador para diferentes tamanhos de malhas.

Além disto, a pressão do gás continua incrementando-se depois de passar pela região do difusor, ou seja, através do tubo distribuidor, atribuindo-se este aumento de pressão à redução da velocidade do escoamento principal.

Depois da saída do venturi existe um pequeno decaimento da pressão, devido à perda de carga na seção uniforme até o primeiro orifício. Após, com a saída de massa nos orifícios, a pressão volta a se recuperar. Nota-se que a influência da perda de carga na região dos orifícios é negligenciável.

Por outro lado, as discretizações T3 e T4 mostraram resultados bem semelhantes, deixando em evidência que a partir da discretização T3 é obtida uma solução independente do tamanho de malha do queimador. Esta será a malha usada para gerar os resultados a seguir.

A figura 5.11 mostra a variação da fração de massa do Butano ao longo da linha de centro do jato e do queimador. Observa-se nesta figura que a homogeneização completa da mistura de ar/Butano ocorre depois da região da garganta do Venturi, onde os níveis de turbulência atingidos nessa região (de cerca de 20%) permitem uma maior difusão das espécies químicas. Na figura 5.12 mostra-se a variação da intensidade turbulenta ao longo do queimador.

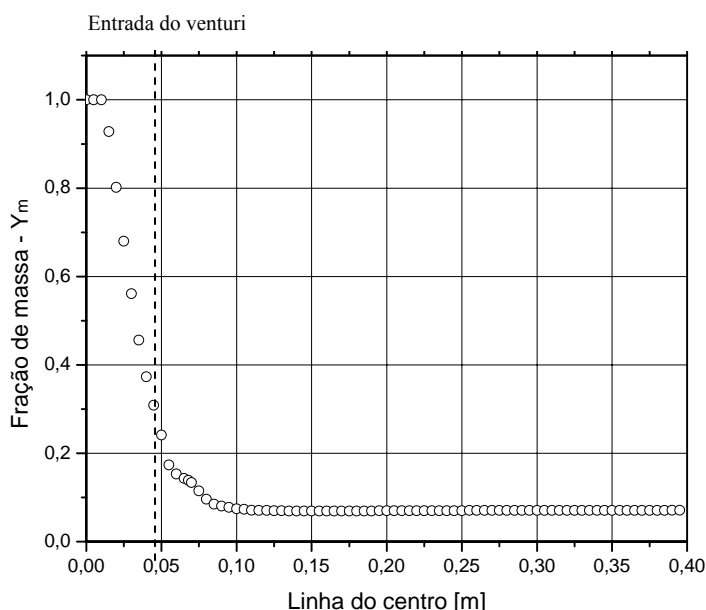


Figura 5.11 Variação da fração de massa de butano ao longo da linha de centro do queimador (malha T3).

Nota-se na figura 5.12 que os maiores níveis de turbulência encontram-se em uma região próxima da entrada do venturi e a garganta ( $0 \leq x \leq 12$ ) e conseqüentemente decaem através da região do tubo distribuidor, onde a energia cinética do escoamento principal diminui como conseqüência da contribuição do escoamento para os orifícios.



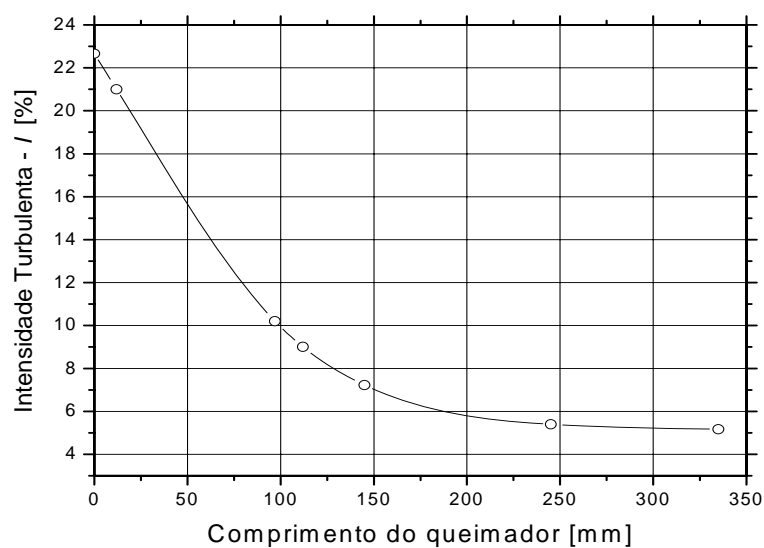


Figura 5.12. Variação da intensidade turbulenta através do queimador. (malha T3).

A figura 5.13 mostra a evolução da densidade da mistura através do queimador. Uma densidade de  $1,23 \text{ kg/m}^3$  resultou para a mistura de ar/Butano através do queimador. A densidade de butano é de  $2,44 \text{ kg/m}^3$ .

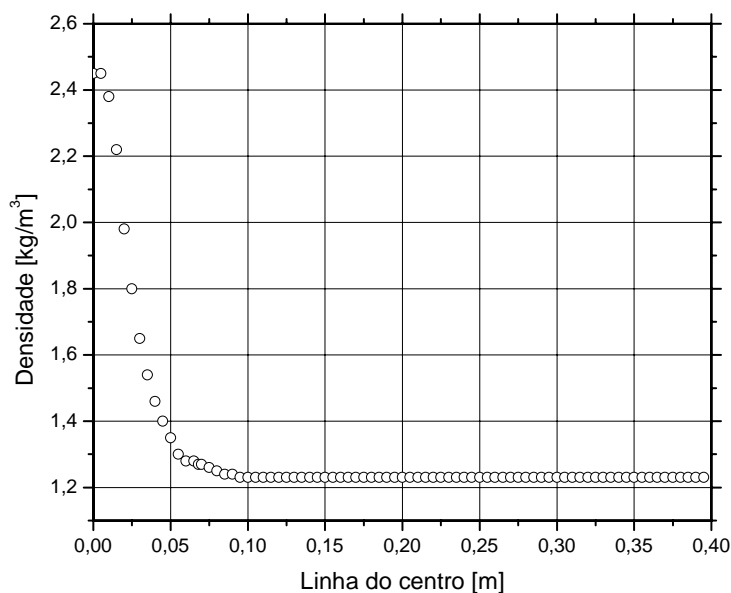


Figura 5.13. Variação da densidade de mistura ao longo da linha de centro do queimador (malha T3).

A figura 5.14 mostra a variação do número de Mach ao longo do queimador. Observa-se que o máximo Mach foi de 0,2 na saída do bico injetor, enquanto que um Mach de 0,0074 foi o valor máximo atingido através do queimador, especificamente na garganta do venturi.

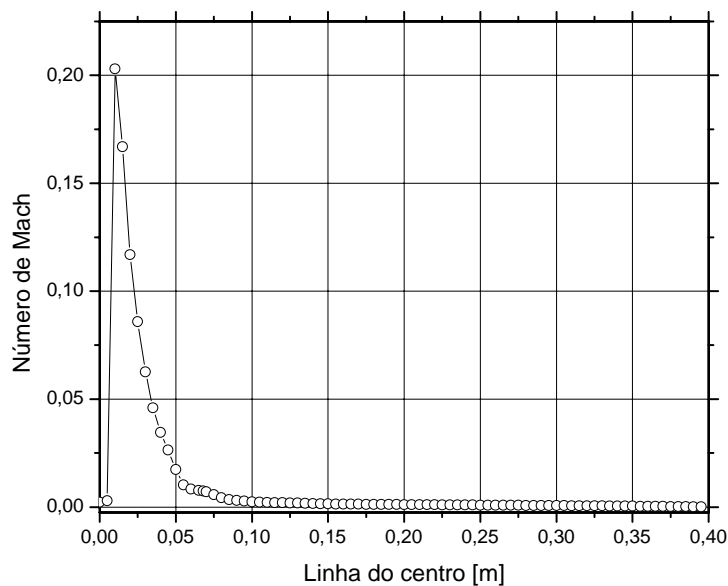


Figura 5.14 Variação do número de Mach através do queimador (malha T3).

Na continuação é mostrado o residual de pressão, velocidade, de energia cinética turbulenta, taxa de dissipação de energia cinética turbulenta e de fração de massa do Butano, empregando o modelo de turbulência  $k$ - $\epsilon$  para resolver o escoamento através do queimador.

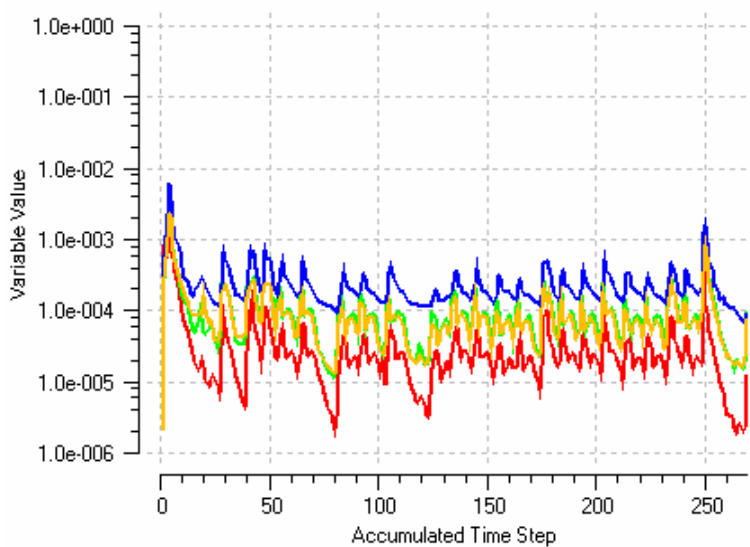


Figura 5.15 Residual de pressão e velocidade – modelo  $k$ - $\epsilon$ .

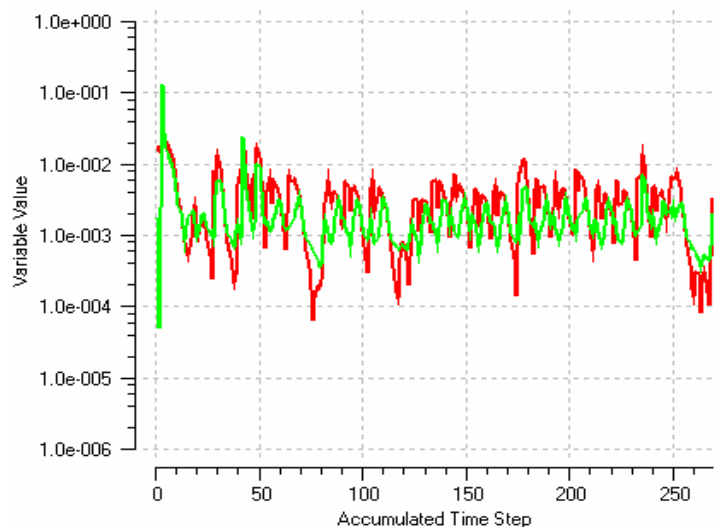


Figura 5.16 Residual das variáveis turbulentas  $k$  e  $\varepsilon$  – modelo  $k$ - $\varepsilon$ .

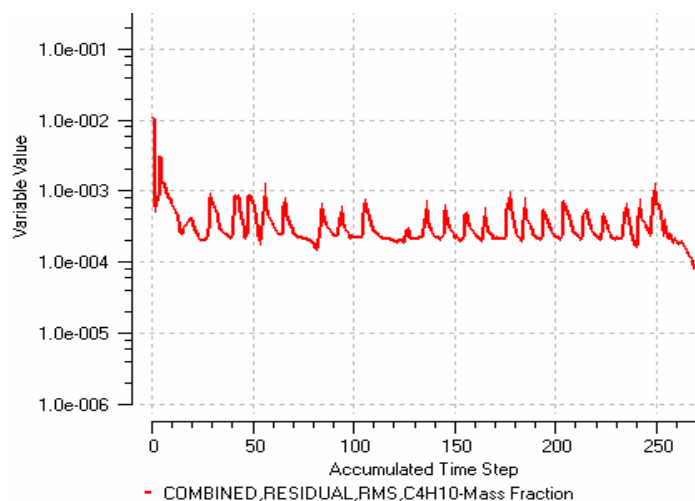


Figura 5.17 Residual de fração de massa do Butano – modelo  $k$ - $\varepsilon$ .

As figuras 5.15 a 5.17 mostram que a convergência com o modelo  $k$ - $\varepsilon$  é mais difícil com o código utilizado. Talvez o uso do modelo  $k$ - $\varepsilon$  iria necessitar menores valores para o intervalo de tempo (falso transiente) durante a convergência.

Por outro lado, encontrou-se que a quantidade de ar primário admitido através do venturi resultou bem maior no modelo  $k$ - $\varepsilon$  quando foi comparado com o modelo das Tensões de Reynolds SSG. Assume-se que este fato esteja associado às maiores taxas de espalhamento encontradas no jato pelo modelo  $k$ - $\varepsilon$ , resultando em um 20% maior (Silva, 1998). A tabela 5.2 mostra os valores obtidos para o parâmetro de aeração para ambos os modelos. Observa-se o modelo  $k$ - $\varepsilon$  estimou um excesso de ar de cerca de 20%, enquanto que misturas próximas

da estequiometria resultaram com o modelo SSG. Existe uma diferença de cerca de 7% entre os resultados obtidos pelos dois modelos (em relação ao resultado do modelo SSG).

Trabalhos futuros poderão verificar a qualidade dos resultados numéricos quando comparados com medições em laboratório. Neste trabalho, devido à maior facilidade de convergência e na ausência de uma comparação experimental, o modelo de turbulência das Tensões de Reynolds SSG será utilizado.

Tabela 5.2. Verificação da aeração primária com dois modelos de turbulência.

Modelo	$\Phi$
$k-\varepsilon$	1,16
SSG	1,08

Na figura 5.18 observa-se as linhas de corrente que mostram a admissão de ar primário.

As linhas de corrente selecionadas são aquelas que alimentam somente um orifício do tubo distribuidor, como mostrado na figura superior. Na figura inferior, observa-se a mistura do ar com o gás injetado e o escoamento na direção da garganta do venturi.

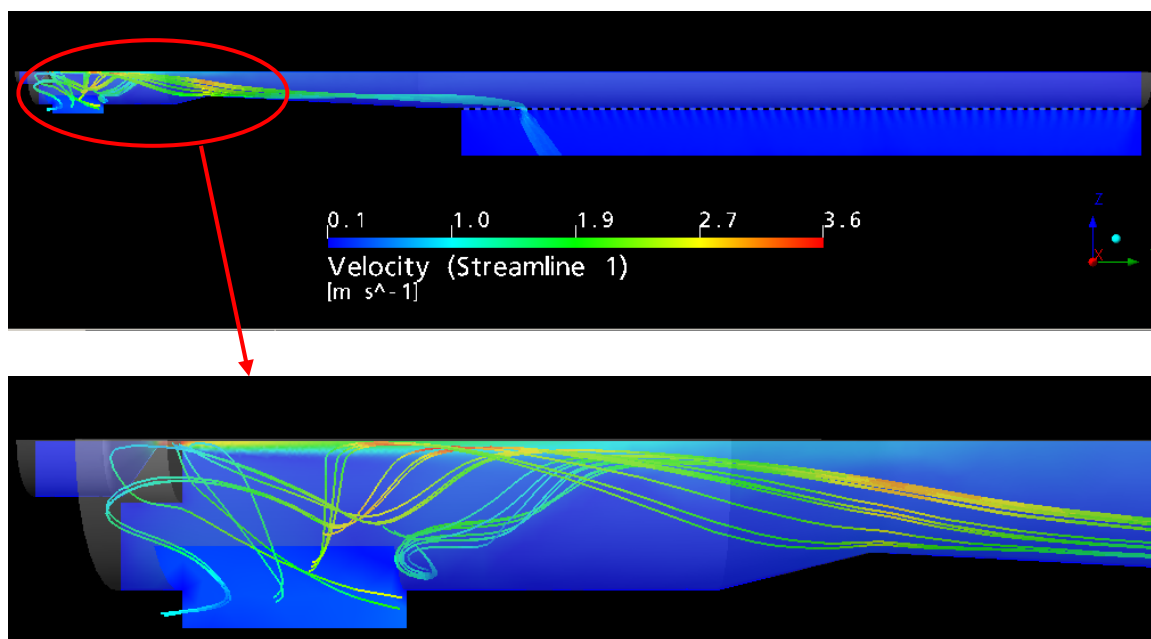


Figura 5.18 Linhas de corrente que mostram o arraste de ar primário na direção da garganta do venturi.

Na secção a seguir são determinados os parâmetros de perda de carga e de quantidade de movimento para completar o modelo unidimensional.

## 5.2 Determinação de Parâmetros do Modelo Unidimensional

Com o uso da simulação detalhada, nesta seção determina-se os parâmetros de perda de carga, de transmissão de quantidade de movimento e de massa, para completar o modelo fluidodinâmico unidimensional proposto no capítulo 3.

### 5.2.1 Influência do Afastamento do Bico Injetor da Garganta do Venturi sobre o Perfil de Pressão Estática

A distância que separa o bico injetor de gás da garganta do venturi, tem seu efeito sobre o comportamento do escoamento através do venturi e, portanto, no desempenho do queimador. Na figura 5.19 mostra-se a evolução da pressão estática do gás através do venturi para diferentes afastamentos do bico injetor. Nota-se que para o afastamento de 37 mm não houve a devida estrangulação do gás na garganta quando comparado com os afastamentos maiores de 37 mm, perdendo importância a secção convergente sobre o escoamento. Porém, atribui-se que este efeito seja consequência da proximidade do bico injetor da garganta do venturi.

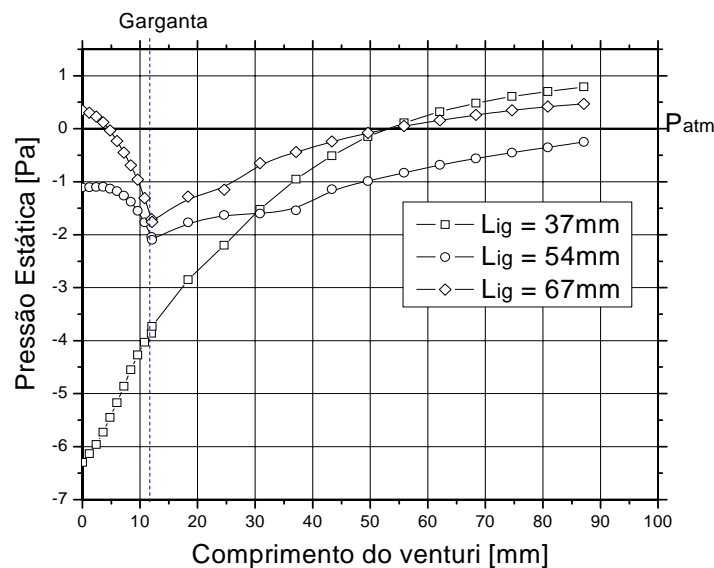


Figura 5.19 Evolução da pressão estática através do venturi para diferentes afastamentos do bico injetor.  $P_i = 2,91$  kPa.

Na figura 5.20 mostra-se uma ampliação da figura 5.18 para o valor de  $L_{ig} = 37$  mm, onde o perfil de pressão estática (manométrica) e velocidade da mistura através do venturi são observados. Observa-se na figura 5.20 que a máxima aceleração da mistura é atingida dentro da região do difusor, mesmo com a sua devida expansão. Para distâncias maiores que 37 mm, obtiveram-se melhores resultados para o perfil de pressão. Nota-se que houve o

estrangulamento do escoamento na garganta e consequentemente a expansão do gás na região do difusor.

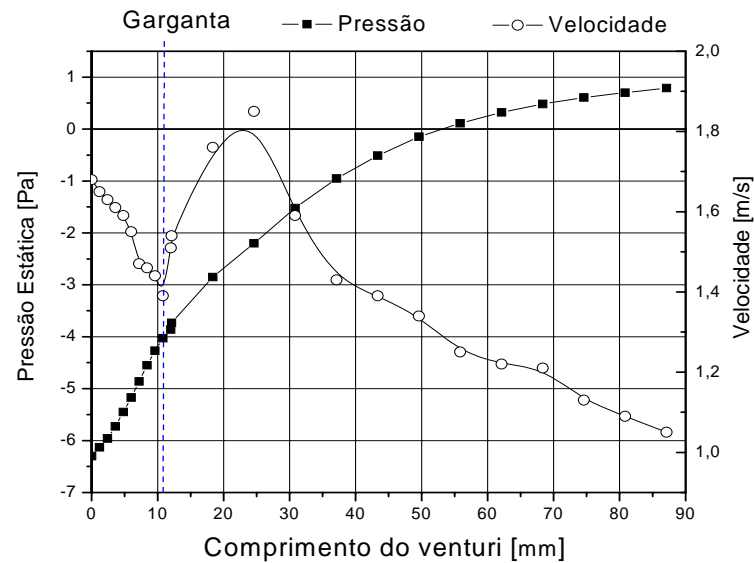


Figura 5.20 Evolução da pressão estática e velocidade do escoamento através do venturi.

### 5.2.2 Determinação do Parâmetro Efetivo de Massa através do Venturi

A figura 5.21 apresenta a influência do afastamento do bico injetor sobre a massa efetiva de gás que penetra no venturi. Esta massa efetiva é estimada pelo parâmetro efetivo de massa  $\alpha_m$ , apresentado na equação 3.7.

Os resultados obtidos mostram uma faixa de afastamentos adequada para o bico injetor, sem que haja prejuízo para a admissão de gás no venturi. Observa-se que  $L_{ig}$  pode tomar valores menores que 55 mm, ou seja, quando  $\alpha_m$  é igual a 1, enquanto que para afastamentos maiores de 55 mm ( $\alpha_m < 1$ ), a massa efetiva de gás admitida diminuiu. Portanto, sob este critério é mais adequada a operação no limite de  $\alpha_m = 1$ . Nesta análise foi eliminado o suporte que obstrui parcialmente a entrada de ar primário, tentando prever melhor o efeito do afastamento do bico injetor sobre a admissão efetiva que penetrava no venturi.

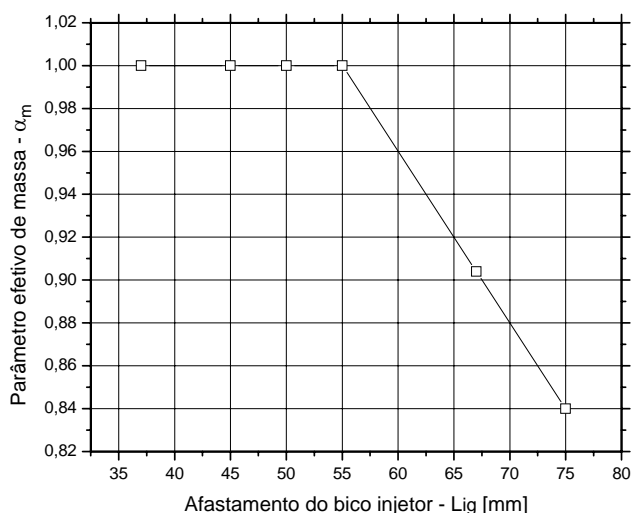


Figura 5.21 Parâmetro efetivo de massa para diferentes afastamentos.  $P_i = 2,91$  kPa.

### 5.2.3 Influência do Afastamento do Bico Injetor da Garganta do Venturi sobre a Admissão de Ar Primário

Observa-se na figura 5.22 que pequenas variações no arraste de ar primário ocorrem quando o injetor de gás se afasta da garganta do Venturi, associadas à diminuição da quantidade de movimento da mistura.

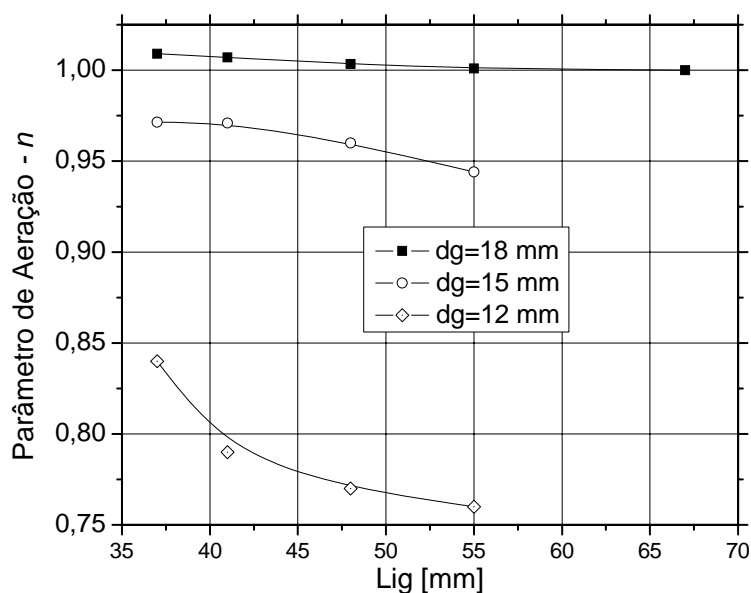


Figura 5.22 Admissão de ar primário para diferentes afastamentos do bico injetor da garganta do venturi.  $P_i = 2,91$  kPa.

No entanto, o afastamento do bico injetor não influencia diretamente na admissão efetiva ou total de ar primário para obter uma mistura estequiométrica, e sim no processo de homogeneização da mistura antes da sua queima, como será mostrado na figura 5.26.

### 5.2.4 Influência do Afastamento do Bico Injetor sobre a Quantidade de Movimento da Mistura

Na continuação é apresentada a variação da quantidade de movimento da mistura para diferentes afastamentos do bico injetor. Estes valores foram avaliados na região de entrada do venturi.

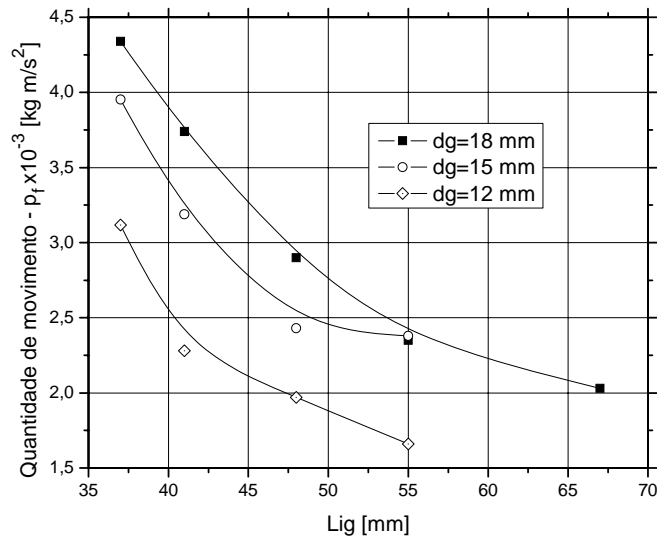


Figura 5.23 Variação da quantidade de movimento para diferentes afastamentos do bico injetor da garganta do Venturi.  $P_i=2,91 \text{ kPa}$ .

Observa-se na figura acima, que a quantidade de movimento do gás diminuiu na medida que o bico injetor foi afastado do venturi, perdendo força a mistura de gás, e onde levemente, menores velocidades na saída dos orifícios foram atingidas. Na seção 5.4 mostram-se estes resultados, para as velocidades nos orifícios. Além disso, nota-se na figura 5.23 que para um mesmo afastamento do bico, a quantidade de movimento também diminuiu à medida que o tamanho da garganta foi reduzido, apresentando-se uma menor admissão de ar através do venturi.

A figura 5.24 mostra a variação da quantidade de movimento da mistura ( $p_f$ ) com a pressão de injeção do gás combustível avaliada na garganta do venturi. Nota-se que o incremento da pressão do gás combustível resulta em um aumento da quantidade de movimento da mistura.



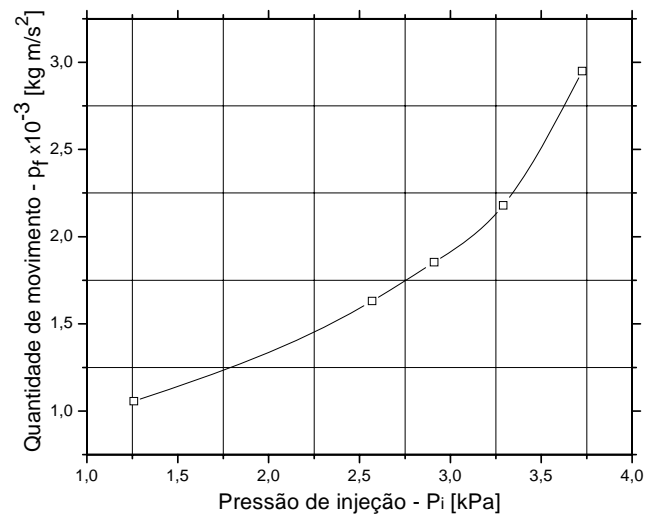


Figura 5.24 Variação da quantidade de movimento com a pressão de injeção do gás.  
 $d_g=18$  mm,  $L_g=55$  mm..

### 5.2.5 Determinação do Parâmetro Efetivo de Quantidade de Movimento através do Venturi

A seguir, a figura 5.25 apresenta a evolução do parâmetro efetivo de quantidade de movimento para diferentes pressões de injeção do gás. Nota-se que para um mesmo tamanho de garganta,  $\alpha_p$  apresentou pequenas variações (de cerca de 10%) conforme aumentou a pressão de entrada do gás, enquanto que para uma mesma pressão de entrada, as diferenças foram em torno de 13% conforme foi mudado o tamanho da garganta.

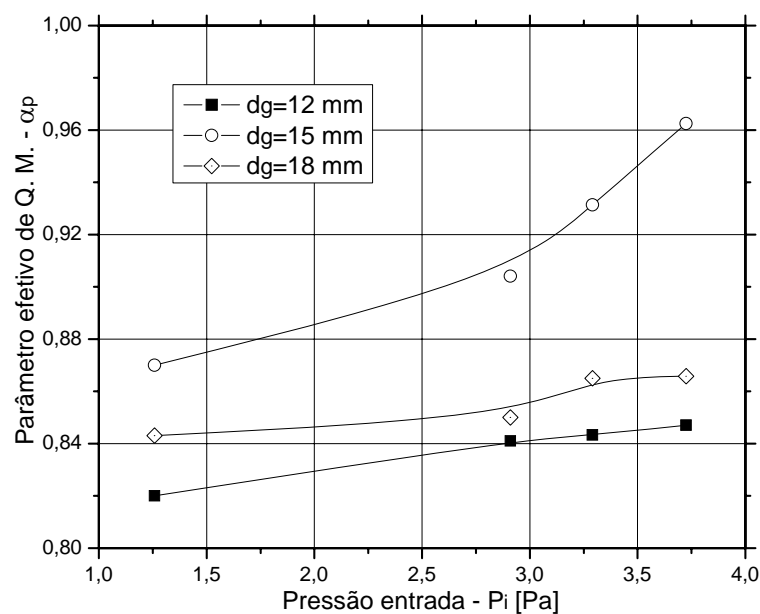


Figura 5.25 Variação do parâmetro efetivo de quantidade de movimento com a pressão de entrada do gás -  $P_i$  [kPa].

A fim de quantificar o parâmetro efetivo de quantidade de movimento para o modelo unidimensional,  $\alpha_p$  foi obtido da média dos resultados mostrados na figura 5.25, resultando em um valor igual a 0,87.

Com base neste resultado,  $\alpha_p$  será considerado no modelo unidimensional igual a 1, assumindo a hipótese de que a quantidade de movimento do gás combustível que sai do bico injetor é igual à quantidade de movimento da mistura na entrada do venturi, ou seja, a quantidade de movimento será conservada quando são negligenciadas as forças com origem viscosa.

A seguir, a figura 5.26 mostra a fração da intensidade turbulenta ao longo da linha do centro do queimador para diferentes afastamentos do bico injetor. Ressalta-se que, a figura 5.26 foi obtida para um diâmetro de garganta de 18 mm, e um injetor de 1 mm.

Observa-se na figura abaixo, que os níveis de turbulência variam na região do Venturi conforme o bico injetor foi afastado. Estes resultados indicam que existe um afastamento adequado em função do diâmetro da garganta e o tamanho do injetor de gás que resulta em um maior nível de turbulência através do Venturi, e, porém, em uma maior difusão de espécies químicas para o processo de homogeneização da mistura.

Para as condições simuladas, o afastamento de 55 mm apresentou melhores resultados quando comparados com os outros afastamentos.

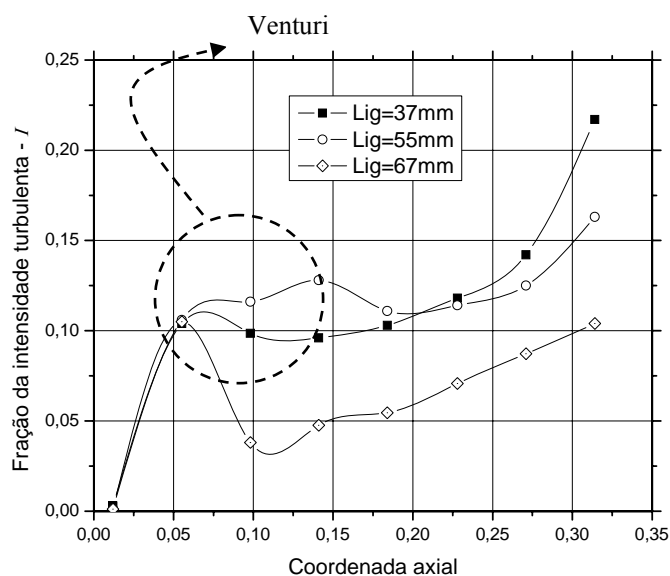


Figura 5.26 Fração da intensidade turbulenta ao longo da linha do centro do queimador para diferentes afastamentos do bico injetor.  $P_i=2,91$  kPa -  $d_g=18$ mm.

### 5.3 Coeficientes de Perda de Carga e Recuperação de Pressão através do Venturi

A presente seção tem como objetivo determinar a influência dos parâmetros geométricos do venturi sobre o escoamento, permitindo estabelecer critérios de projeto para estes dispositivos. Por isso, os parâmetros de perda de carga, de recuperação de pressão através do venturi, e taxas de aeração primária serão calculados.

Para esta análise foram estudadas a forma geométrica da seção convergente (cônica ou de campainha), o tamanho da garganta, o comprimento do difusor respectivamente.

Um desenho esquemático de um venturi é mostrado na figura 5.26, mostrando também a sua evolução de pressão.

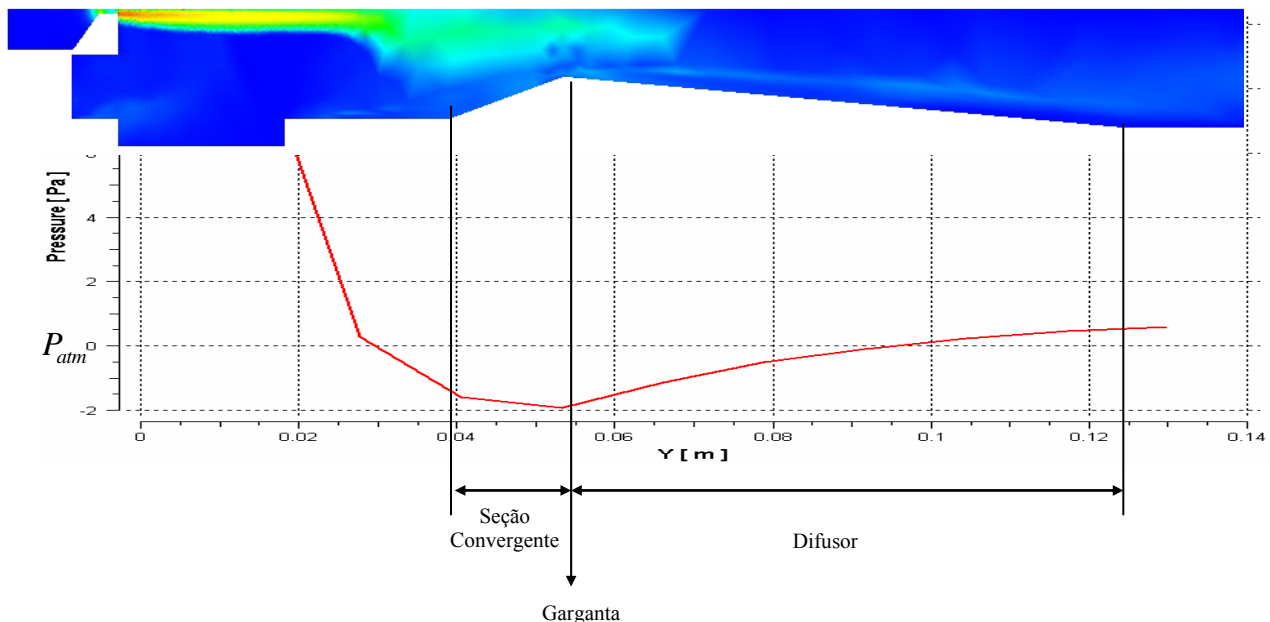


Figura 5.27 Evolução da Pressão Estática em um Venturi

A figura 5.28 e a tabela 5.3 apresentam os parâmetros geométricos analisados. O venturi caracteriza-se pela relação de contração  $\beta_1$ , a relação de expansão  $\beta_2$ , a forma geométrica da região de entrada e o comprimento do difusor.

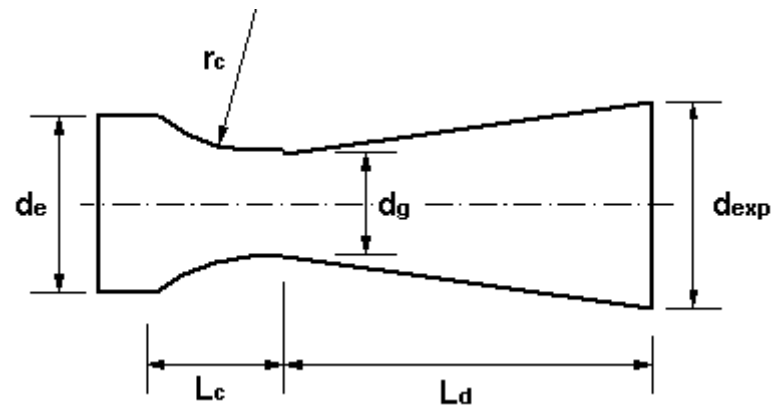


Figura 5.28 Parâmetros geométricos do venturi

Tabela 5.3 Dimensões dos venturi [mm]

Venturi	$d_g$ [mm]	$L_d$ [mm]	$r_c$ [mm]
1	12	45	-
2	12	60	-
3	12	75	-
4	15	45	-
5	15	60	-
6	15	75	-
7	18	45	-
8	18	60	-
9	18	75	-
10	18	75	$1,8 d_g$
11	18	75	$1,2 d_g$

Observa-se na tabela 5.3 que os venturi 10 e 11, caracterizam-se por uma entrada em forma de campainha na seção convergente.

O efeito do comprimento do difusor ( $L_d$ ) foi também estudado onde empregaram-se comprimentos 45, 60 e 75 mm. Porém, visa-se determinar o efeito que possui o comprimento do difusor nas perdas de carga, na recuperação da pressão, e na admissão de ar primário através do venturi.

Três pressões foram identificadas através do venturi, onde  $P_e$  é a pressão na entrada,  $P_g$  é a pressão na garganta, e  $P_s$  é a pressão na saída do difusor.

A seguir são apresentados os resultados obtidos da análise numérica.

### 5.3.1 Efeito da relação de contração

A relação de contração é definida como a relação do diâmetro da garganta e o diâmetro de entrada da seção convergente. O efeito sobre a evolução da pressão estática para diferentes tamanhos de garganta é apresentado na figura 5.29.

Os resultados mostram que a evolução de pressão foi diferente para os venturi 3, 6 e 9, onde atingiu-se uma menor pressão de estrangulação do gás na garganta na medida que a relação de contração diminuiu. Além disto, os resultados mostram que uma redução no tamanho da garganta resultou em uma menor pressão de expansão na saída do venturi (em  $x=80$  mm), aproximando-se à pressão atmosférica (em  $P=0$ , pressão manométrica), ou, em alguns casos, dependendo do projeto do Venturi, a pressão de expansão possa atingir uma pressão menor que a pressão atmosférica afetando o bom desempenho do queimador.

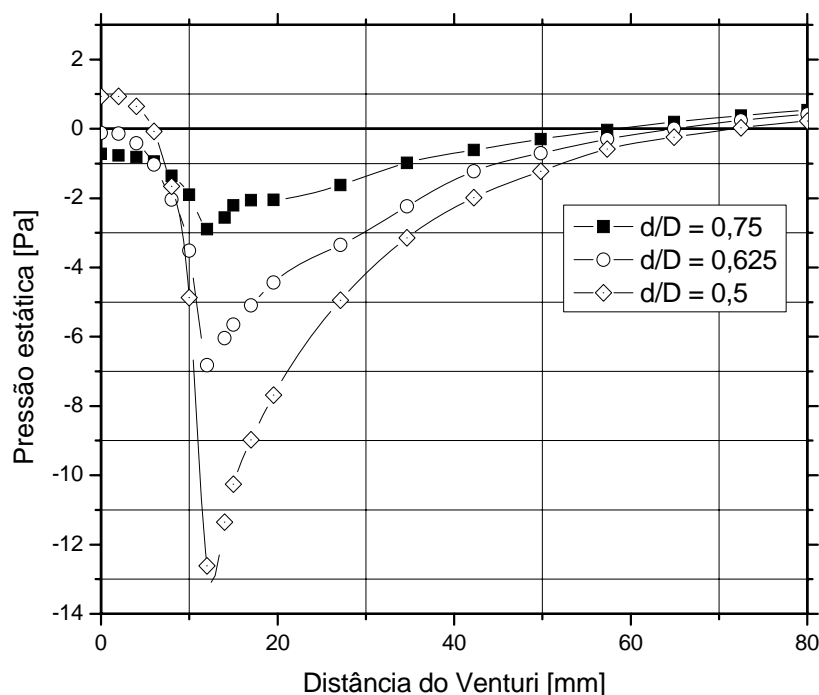


Figura 5.29 Evolução da pressão estática através do venturi para diferentes relações de contração ( $P_i = 2,91$  kPa.).

No entanto, diferentes pressões de estrangulação também foram atingidas aumentando a vazão de gás combustível com uma relação de contração constante.

Na figura 5.30 é mostrado este efeito para  $\beta_1 = 0,75$ , onde a pressão de estrangulação é considerada inversamente proporcional à pressão de injeção quando o bico injetor está posicionado adequadamente para um determinado diâmetro da garganta. Ressalta-se que,

nesta análise foi considerado o afastamento de 55 mm para uma garganta de 18 mm, onde apresentou melhores resultados enquanto ao campo de pressão no interior do Venturi.

Por outro lado, a figura 5.30 mostra que valores acima da pressão atmosférica foram atingidos na saída do Venturi (em  $x=80$  mm) quando a vazão de gás combustível foi incrementada.

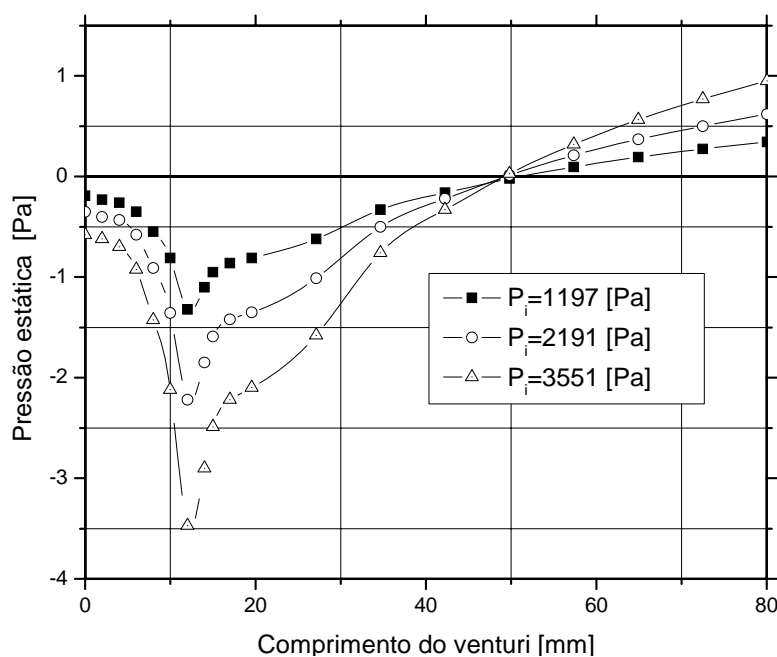


Figura 5.30 Evolução da pressão através do venturi para diferentes pressões de injeção ( $d_g=18\text{mm}$ ,  $L_{ig}=55\text{mm}$ ).

A seguir apresenta-se a variação do parâmetro de aeração  $n$  para diferentes tamanhos de garganta.

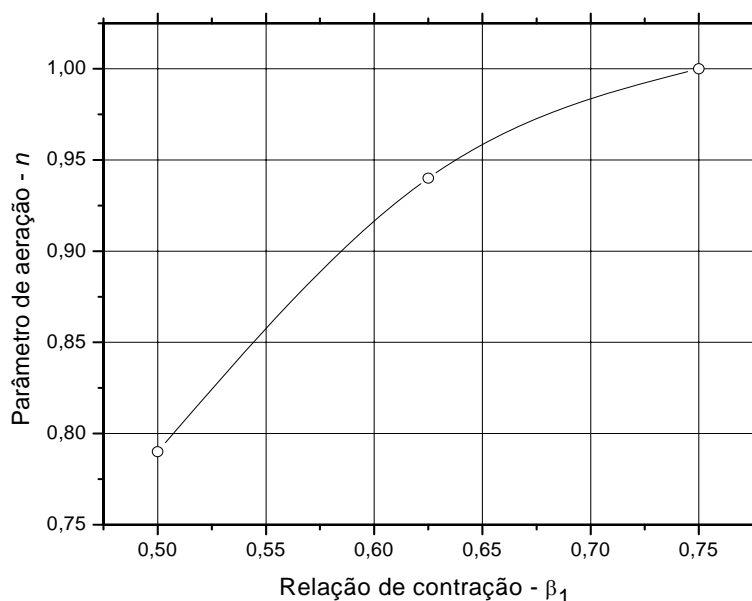


Figura 5.31 Parâmetro de aeração para diferentes diâmetros de garganta ( $P_i = 2,91$  kPa).

Observa-se na figura 5.31 que houve menos admissão de ar através do venturi quando o diâmetro da garganta foi reduzido, apresentando-se regimes de misturas ricas em combustível ( $n < 1$ ) e próximas da estequiometria ( $n = 1$ ). A admissão de menos ar primário é provavelmente causada por uma forte resistência à passagem livre da mistura através do Venturi. Observa-se que para atingir valores altos de potência térmica e garantir combustão completa, é necessário que  $n$  aproxime-se da estequiometria ( $n = 1$ ), o que é conseguido com um tamanho de garganta adequado.

A figura 5.32 mostra a vazão de mistura admitida (combustível + ar) em função do diâmetro da garganta.

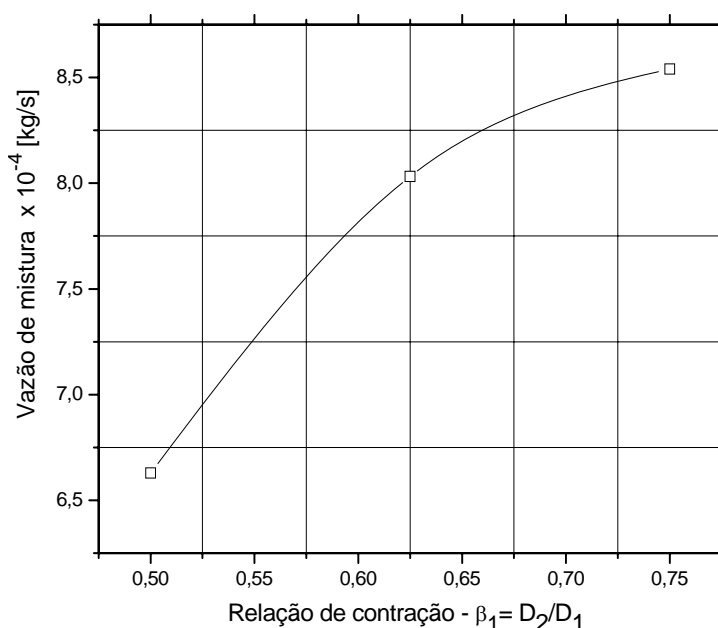


Figura 5.32 Vazão de mistura para diferentes tamanhos de garganta.  $P_i = 2,91 \text{ kPa}$ .

A figura 5.33 apresenta uma comparação do coeficiente de perda de carga da seção convergente obtido numericamente e da equação 3.16 definida no capítulo 3.

Observa-se na figura 5.33 que a perda de carga na seção convergente aumenta conforme diminui o tamanho da garganta. Além disto, nota-se que os resultados numéricos subestimam a perda de carga na seção convergente quando comparado com os resultados empíricos, apresentando diferenças de até 70%.

A fim de quantificar a perda de carga na seção convergente abordando os resultados de simulação, introduz-se um fator de ajuste na equação empírica 3.16 que permita aproximar os resultados empíricos dos resultados de simulação. A equação 3.16 modificada resulta em:

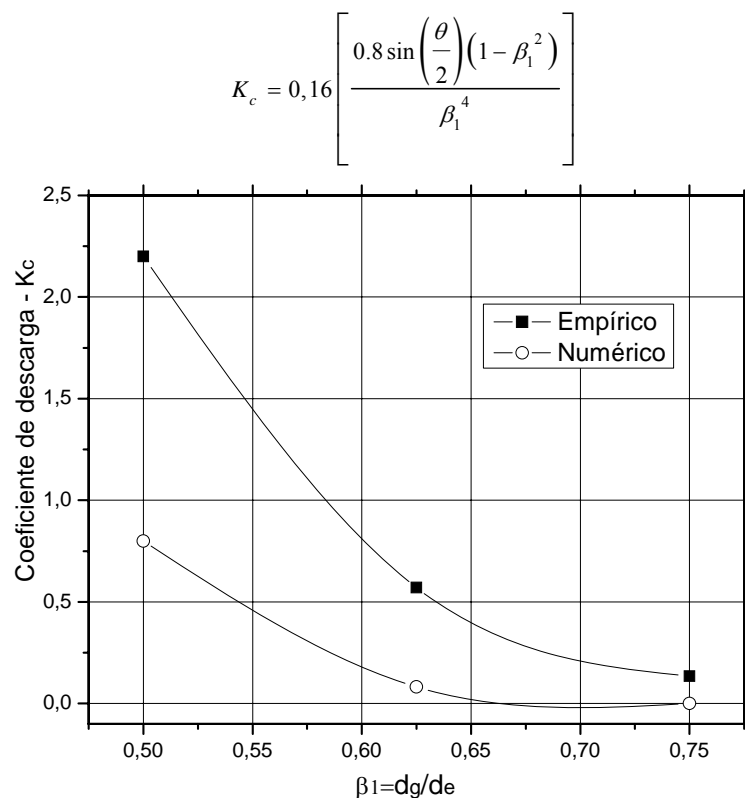


Figura 5.33 Coeficiente perda carga através da seção convergente para diferentes relações de contração.

A figura 5.34 mostra uma comparação do valor do coeficiente de perda de carga da seção convergente obtido numericamente e da equação empírica de forma ajustada.

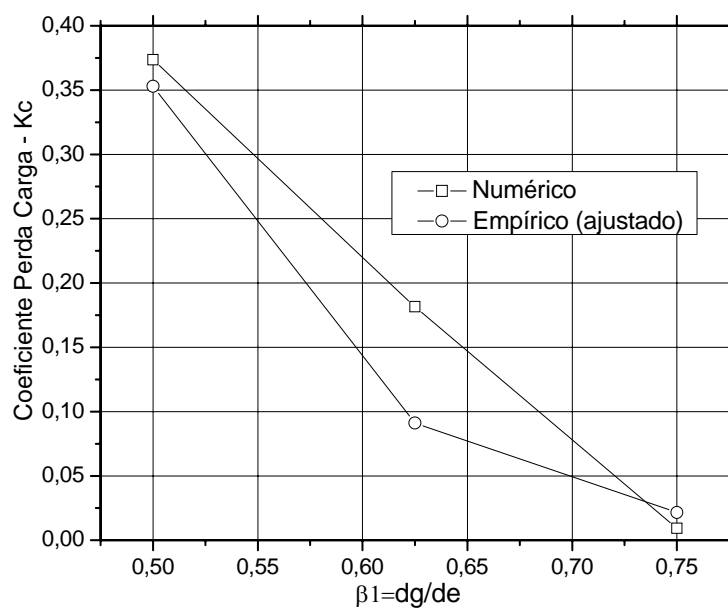


Figura 5.34 Ajuste do coeficiente de perda carga empírico através da seção convergente.



Cientes que ainda existem diferenças em torno de 40% nos resultados obtidos pela equação 3.16 ajustada quando comparados com os resultados obtidos numericamente (ver figura 5.34), ao princípio esta equação ajustada mostra-se como uma boa aproximação para modelar as perdas de carga na seção convergente pelo modelo unidimensional.

Na figura 5.35 verificam-se as perdas de carga através do venturi em função da relação de contração e o comprimento do difusor. Observa-se que para todos os casos estudados a perda de carga aumentou conforme o tamanho da garganta foi reduzido.

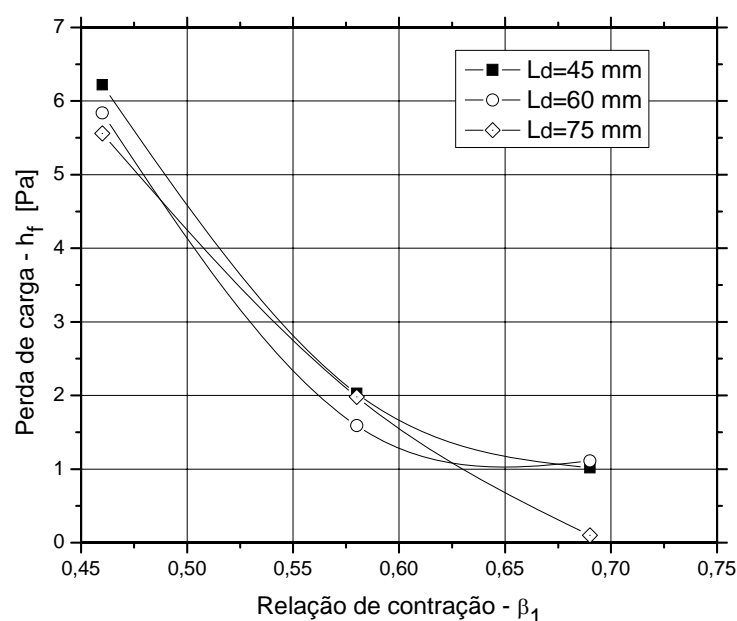


Figura 5.35 Perda de carga através do venturi para diferentes relações de contração.

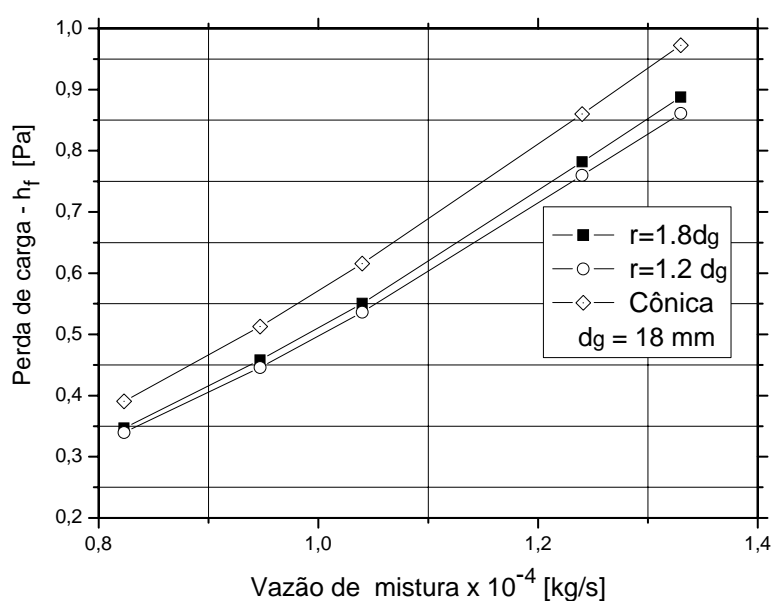


Figura 5.36 Perda de carga através do venturi para diferentes geometrias de entrada da seção convergente.

A figura 5.36 fornece o valor da perda de carga através do Venturi para diferentes geometrias de entrada da seção convergente.

Observa-se na figura 5.36 que o Venturi com entradas em forma de campainha apresentaram resultados bem próximos para todas as vazões de gás empregadas. Para o caso de uma entrada em forma cônica, o Venturi apresentou uma maior perda de carga quando foi comparado com as entradas em forma de campainha.

### 5.3.2 Difusor

Nesta seção analisa-se a região do difusor, onde três comprimentos ( $L_d$ ) foram estudados para as gargantas de 12, 15 e 18 mm respectivamente, visando determinar a influência deste comprimento sobre o arraste de ar primário e as perdas de carga através do venturi.

A figura 5.37 fornece o valor do coeficiente de perda de carga no difusor obtido da simulação numérica e da equação 3.18 obtida de Crane (1999).

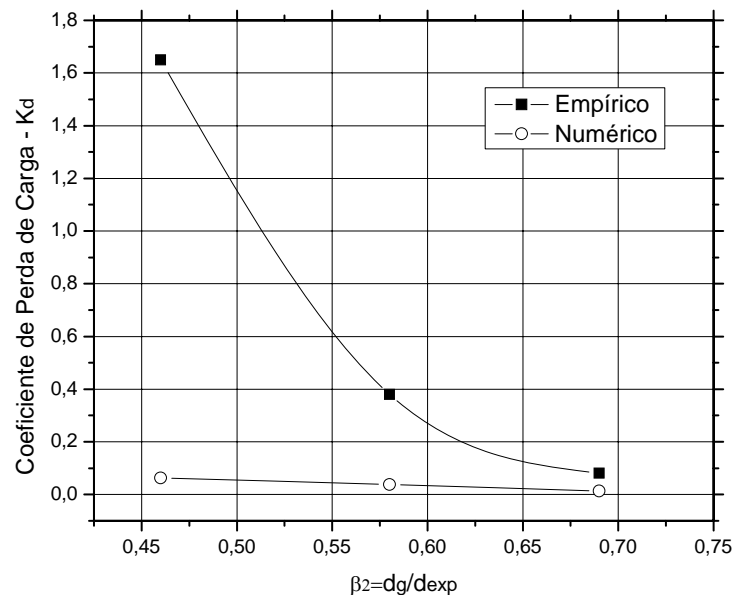


Figura 5.37 Coeficiente de perda de carga através do difusor

Observa-se na figura anterior que os resultados numéricos para o coeficiente de perda de carga através da seção divergente subestimam os resultados empíricos obtidos pela equação 3.18. Os valores do coeficiente de perda de carga para comprimentos menores de 75 mm no difusor não serão mostrados aqui.

Assim, a partir dos resultados numéricos, a equação 3.18 também é ajustada tornando-se,

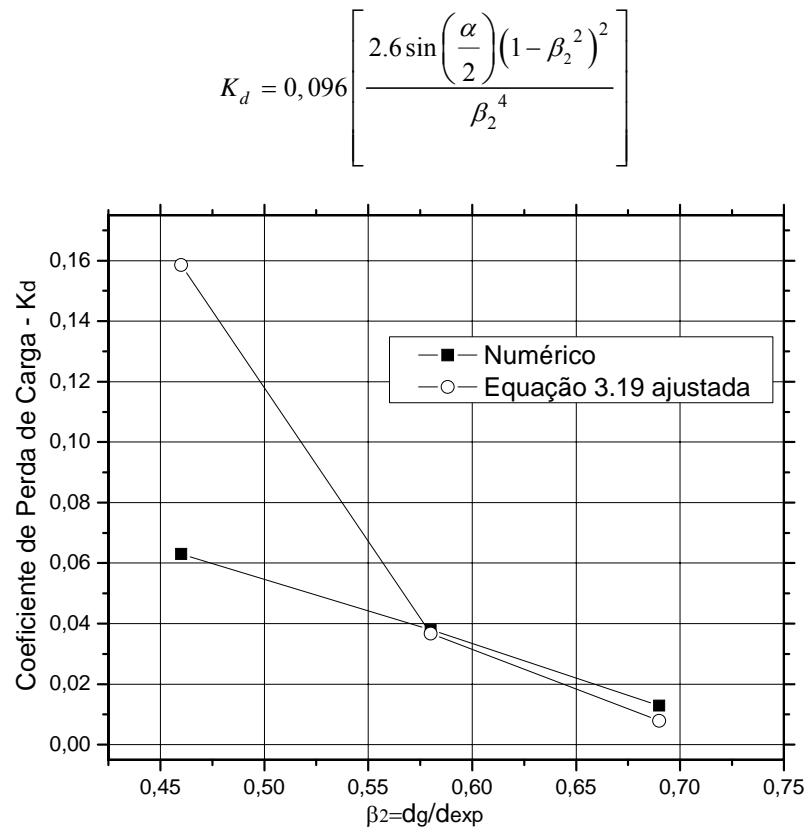


Figura 5.38 Ajuste do coeficiente de perda de carga empírico através da seção divergente.

A figura 5.38 mostra que as diferenças nos resultados fornecidos pela equação 3.18 modificada são bem pequenas (em torno de 0,2 %) para  $\beta_2 > 0,57$ ; quando comparados com os resultados numéricos, enquanto que para  $\beta_2 < 0,57$ ; as diferenças aumentaram em torno de 56%. Cientes dos erros apresentados na análise numérica, o ajuste das equações 3.16 e 3.18 mostram-se a princípio como uma boa alternativa para complementar as formulações unidimensionais obtidas através do Venturi.

A figura 5.39 apresenta a perda de carga através do venturi para diferentes comprimentos do difusor. Nota-se nessa figura que existe uma relação entre o comprimento do difusor e o tamanho da garganta, onde ocorre a menor perda de carga através do Venturi.

Para o caso da garganta de 12 mm, a menor perda ocorreu com um comprimento de 45 mm, enquanto que para as gargantas de 15 e 18 mm, a menor perda de carga ocorreu para os difusores com comprimento de 60 e 75 mm respectivamente. Na próxima seção será mostrado que para difusores com comprimentos de 45 e 60 mm, e a garganta de 12 mm, não houve contribuição do escoamento para os primeiros 20 orifícios, tornando-se esta configuração de Venturi não adequada, onde resulta em um baixo desempenho para o queimador.

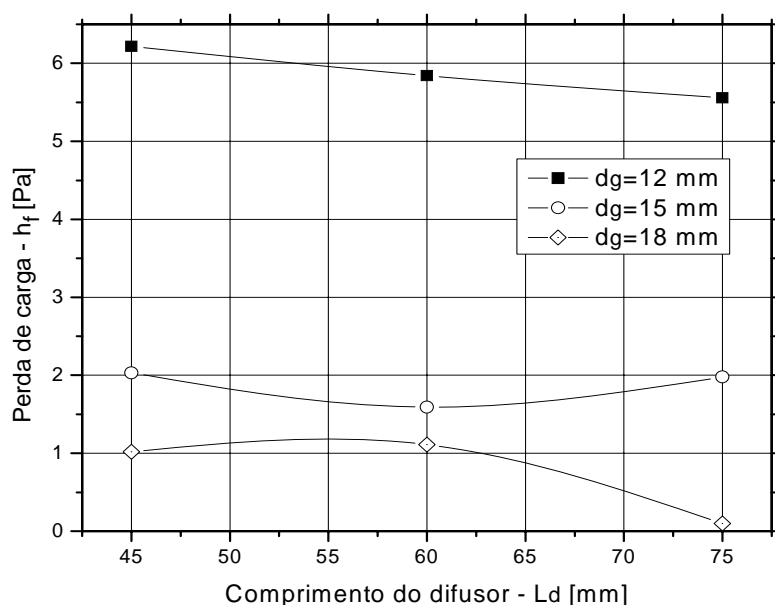


Figura 5.39 Perda de carga através do venturi para diferentes comprimentos do difusor.

Por outro lado, a figura 5.40 mostra a influência que possui o comprimento do difusor na admissão de ar primário. Nota-se que a maior indução de ar primário ocorreram para os difusores que apresentaram menor perda de carga.

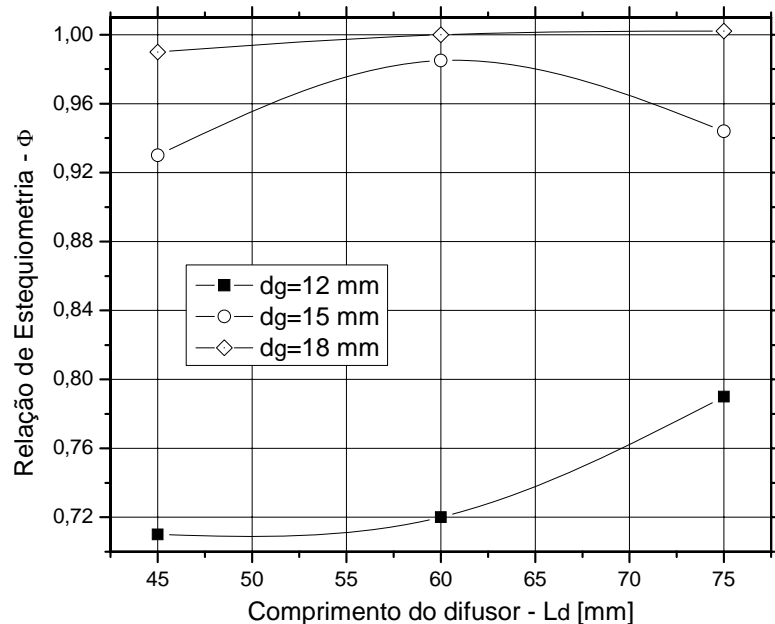


Figura 5.40 Parâmetro de aeração para diferentes comprimentos do difusor.

A seguir, é apresentado o coeficiente de recuperação de pressão através do venturi em função do tamanho de garganta e comprimento do difusor. Este coeficiente permite estimar a capacidade de desempenho de um difusor de gás (Alves, 2000), sendo definido como:

$$C_{RP} = \frac{P_s - P_e}{\rho u_e^2}$$

onde,  $P_e$  é a pressão estática (manométrica) na entrada do difusor,  $P_s$  é a pressão estática (manométrica) na saída do difusor,  $u_e$  é a velocidade média na entrada do difusor, e  $\rho$  a densidade da mistura. Na figura 5.41 apresentam-se os valores do coeficiente de recuperação de pressão para os venturi estudados.

Observa-se que os maiores valores obtidos para  $C_{RP}$  foram para os venturi que apresentaram menor perda de carga (venturi 3, 5 e 9). Assim, mostra-se que o ângulo de expansão é um parâmetro geométrico a controlar em um difusor, já que um valor adequado permite diminuir as perdas de carga através do Venturi, e, conseqüentemente, prever uma melhor recuperação de pressão do escoamento.

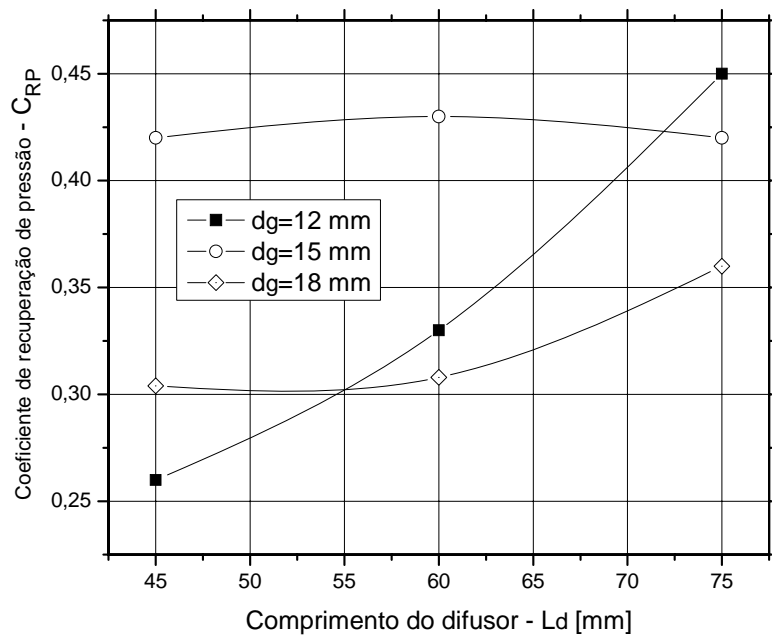


Figura 5.41 Variação do coeficiente de recuperação de pressão com o tamanho da garganta e o comprimento do difusor.

A seguir, é analisada a região do distribuidor de gás, onde será determinado o coeficiente de perda de carga, e verificadas as velocidades através dos orifícios.

## 5.4 Coeficiente de Perda de Carga Local através dos Orifícios

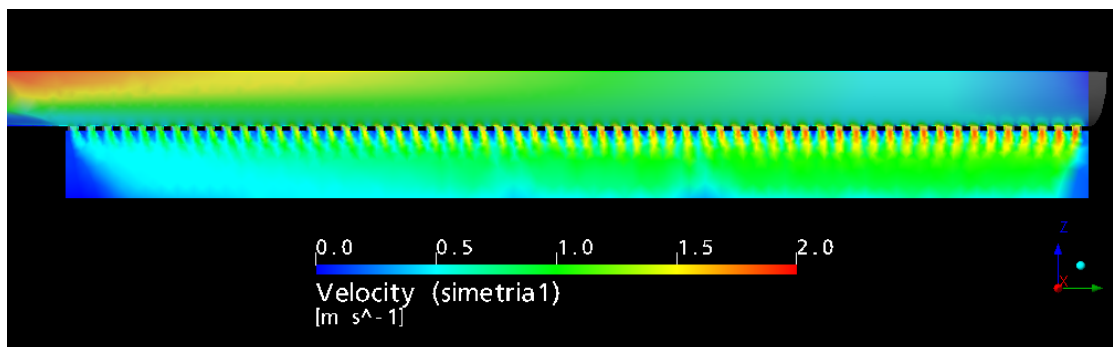


Figura 5.42 Campo de velocidades através dos orifícios.

No escoamento em tubulações, dutos e acessórios ocorrem variações de pressão. Essas variações de pressão resultam de variações de elevação, de velocidade e de atrito. O atrito provoca uma queda na pressão, causando uma perda de energia. A perda pode ser dividida em distribuída (devido ao atrito em porções de área constante) e localizada (devido ao atrito através de acessórios).

Para a determinação das perdas de carga localizada é necessário a realização de experimentos. Existem inúmeros dados experimentais para as perdas localizadas, mas, eles encontram-se espalhados por diversas fontes, que também podem apresentar valores diferentes para a mesma configuração do escoamento (Crane, 1999).

A distribuição do gás nos orifícios do queimador de fogão também foi estudada através da simulação detalhada, visando determinar o coeficiente de perda de carga através dos orifícios, incluindo a presença de rebarbas reentrantes no tubo distribuidor, que resultam das características de fabricação destes orifícios, pois estes orifícios são normalmente puncionados de fora para dentro. O distribuidor de gás consiste de uma placa cilíndrica perfurada, com duas fileiras de 60 orifícios retangulares de 3x2mm de seção transversal retangular, espaçados igualmente a uma distância de 2 mm. Além disto, serão verificadas as velocidades do gás na saída dos orifícios.

Para determinar o coeficiente de perda de carga em cada orifício da placa perfurada, foi implementado um código fonte em linguagem Fortran, discretizando a equação 3.51 para uma fileira de 60 orifícios (condição de simetria). Os resultados da solução do escoamento obtida pelo CFX 5.6, foram exportados em um formato de saída .out, para serem empregados pelo código Fortran para realizar os respectivos cálculos.

A figura 5.42 apresenta um campo de velocidades calculado para uma situação característica. A seguir, os valores de velocidade e perda de carga são apresentados.

#### 5.4.1 Distribuição de Pressão ao longo do Tubo Distribuidor

A figura 5.43 apresenta a evolução da pressão estática e dinâmica ao longo do tubo distribuidor. Observa-se que à medida que a mistura de gás escoar axialmente, a pressão estática aumenta conforme diminui a energia cinética da mistura, como consequência da contribuição do escoamento para os orifícios.

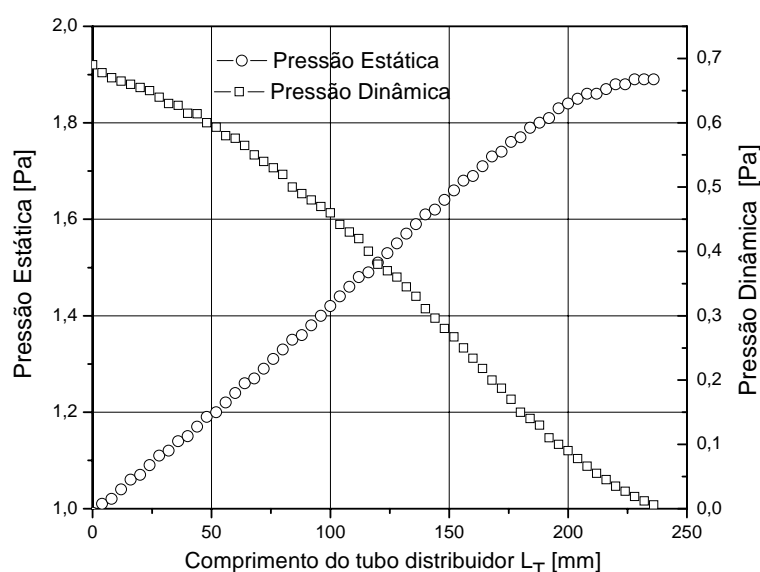


Figura 5.43 Variação da pressão estática e dinâmica através do distribuidor de gás.

#### 5.4.2 Distribuição da Velocidade nos Orifícios

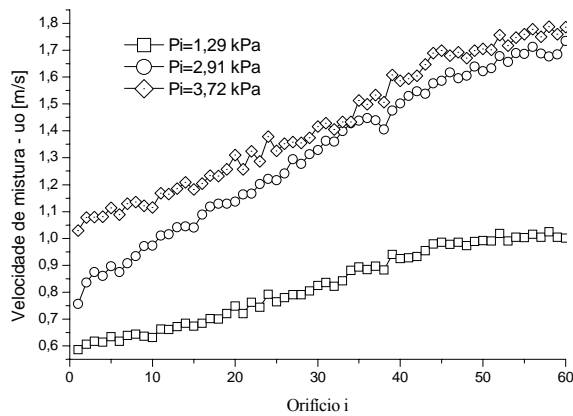
A figura 5.44 apresenta a distribuição da velocidade da mistura na saída dos orifícios para diferentes situações do escoamento. Nota-se na figura 5.44, que a contribuição do escoamento para os orifícios é consequência do aumento da pressão da mistura na linha do centro do tubo distribuidor, onde as velocidades de mistura aumentam conforme se avança na posição do orifício  $i$ .

Para o caso da figura 5.44a, as velocidades de mistura aumentaram conforme aumentou a pressão de injeção do gás combustível, apresentando-se velocidades de mistura na ordem de 0,6 a 1,8 m/s.

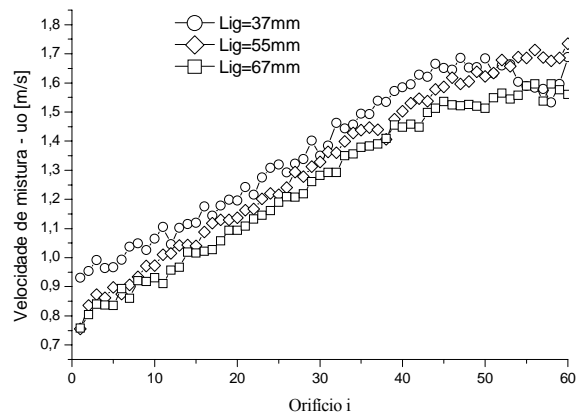
Para o caso da figura 5.44b, nota-se que houve pequenas variações nas velocidades de mistura conforme foi afastado o bico injetor de gás. Este efeito é atribuído à variação da

quantidade de movimento do escoamento quando se afasta o bico injetor da garganta do venturi. Na figura 5.44c observa-se que existem variações significantes nas velocidades características do escoamento através dos orifícios conforme muda o tamanho da garganta. Neste caso, as velocidades obtidas foi uma consequência da quantidade de ar primário admitido através do venturi.

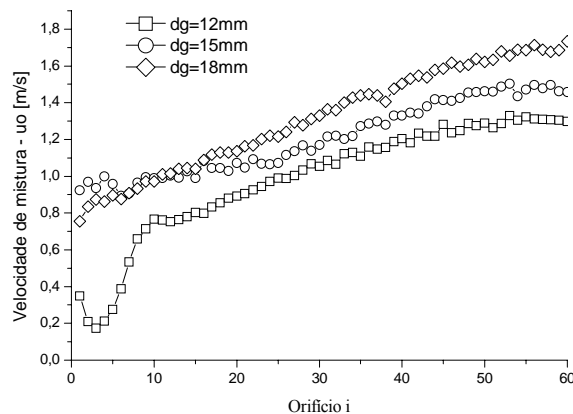
Cancino (2004) empregou velocidades da ordem de 0,4 a 1,1 m/s em simulações de chama plana laminar estável na boca de um queimador, para misturas de hidrocarbonetos leves com ar, obtendo resultados de perfil de velocidades, temperatura, liberação de calor e distribuição de espécies químicas estáveis e com comportamento adequado quando comparados com resultados experimentais.



a. Variando a pressão de injeção



b. Variando o afastamento do injetor



c. Variando o diâmetro da garganta do Venturi

Figura 5.44 Velocidades de mistura através dos Orifícios



Nota-se que para as situações estudadas na figura 5.44, as chamas laminares serão estabilizadas unicamente dentro de certos limites de velocidade para o escoamento.

A figura 5.45 mostra o comportamento das chamas no tubo distribuidor para diferentes condições de operação do queimador.



**a.** Chamas laminares estabilizadas no queimador



**b.** Situação com desprendimento de chamas

Figura 5.45 Fenômeno de estabilização e desprendimento das chamas no tubo distribuidor.

Na figura 5.46, mostra-se o campo de velocidade calculado para o caso do Venturi 1 estudado na seção 5.3 ( $d_g = 12$  mm,  $L_d = 45$  mm). A figura mostra o campo de vetores, sendo o interior do tubo distribuidor representado na parte inferior e o ambiente externo representado na parte superior. Observa-se que nos primeiros 6 orifícios existe indução do ar externo no tubo distribuidor, como consequência de que a pressão interna do escoamento na saída do difusor, para este projeto, é menor que a pressão do ambiente externo. Após suficiente expansão do jato do venturi e consequente recuperação de pressão, os jatos de mistura através dos orifícios se dirigem do interior para o ambiente externo. O ar externo é

induzido a escoar ao longo do tubo distribuidor como resultado da penetração do ar no jato gerado pelos últimos orifícios.

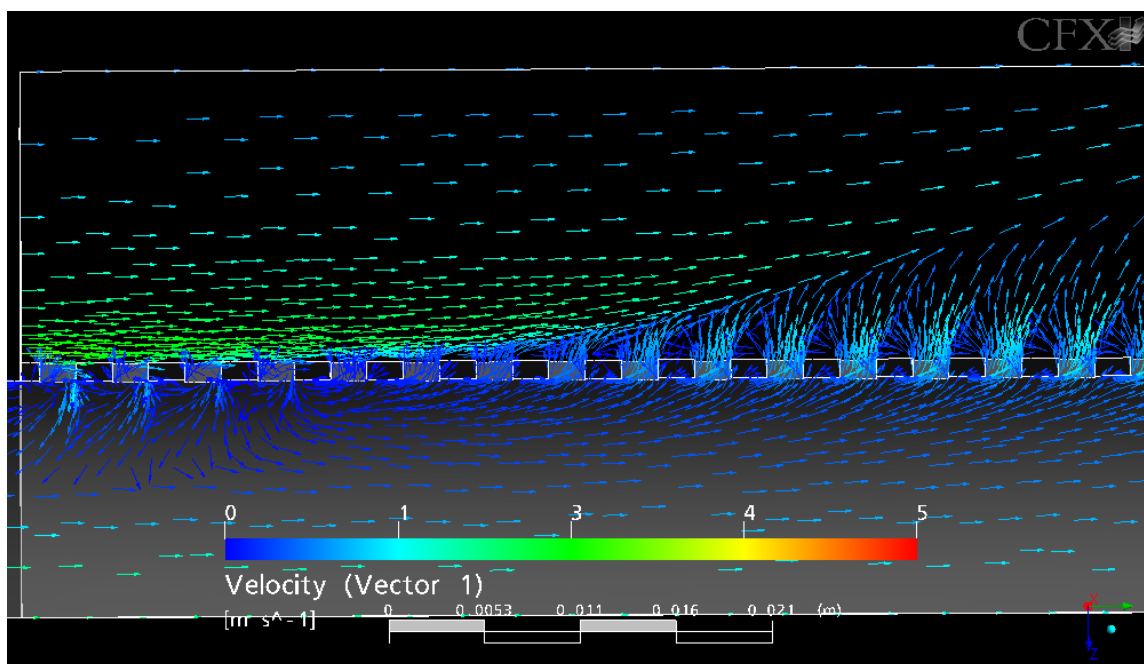


Figura 5.46 Campo de vetores de velocidade na região do tubo distribuidor – Venturi 1.

### 5.4.3 Distribuição da Vazão através dos Orifícios

As figuras 5.47 e 5.48 mostram a variação da vazão de gás na saída dos orifícios e a variação do número de Reynolds avaliado no diâmetro do orifício respectivamente. Esta figura deixa em evidência a existência de escoamento reativo em regime laminar como consequência do número de Reynolds inferior de 2000.

Nota-se que o primeiro e último orifício são os que limitam a estabilidade do queimador. O último pode apresentar descolamento (“blow off”), enquanto que o primeiro pode resultar em retorno da chama (“flash back”) da chama.

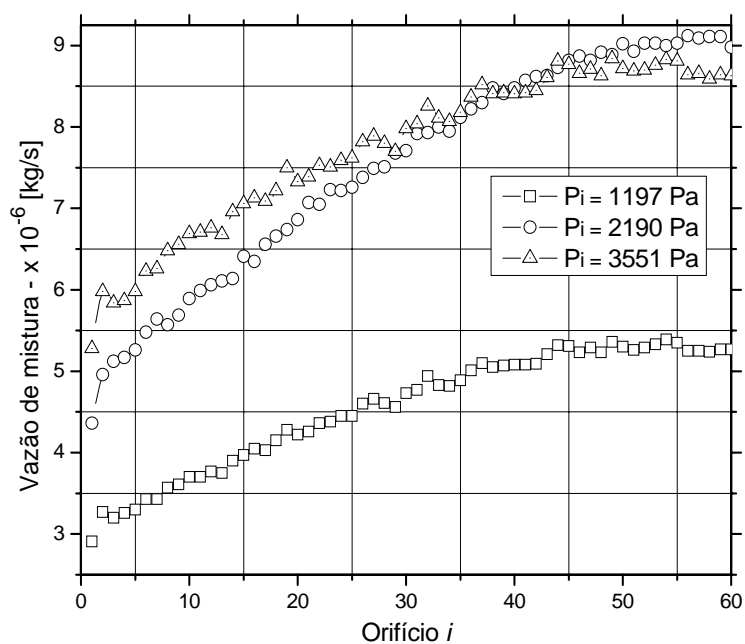


Figura 5.47 Vazão de mistura através dos orifícios para diferentes pressões de injeção.

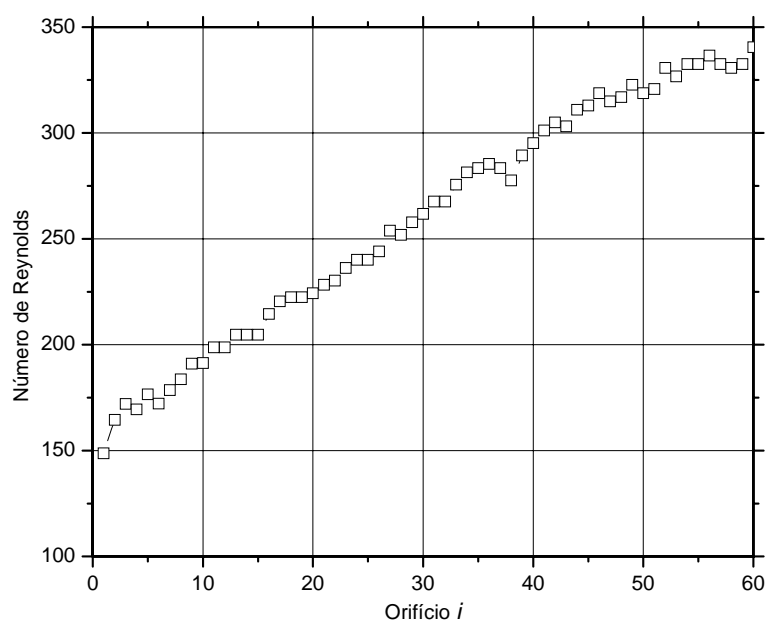


Figura 5.48 Número de Reynolds através dos orifícios -  $d_g = 18 \text{ mm}$ ,  $P_i = 2,91 \text{ kPa}$ .

#### 5.4.4 Distribuição da Aeração Primária através dos Orifícios

A figura 5.49 apresenta a distribuição da aeração primária através dos orifícios. Nota-se na figura 5.49 que a aeração primária é quase constante em todos os orifícios, apresentando-se uma mistura mais homogênea na saída do queimador. Este efeito é atribuído a uma melhor

difusão de espécies químicas da mistura antes de penetrar ao tubo distribuidor. Nota-se que para as condições de operação estudadas, a mistura de reagentes nos orifícios encontra-se dentro dos limites permitidos para a estabilização das chamas. Na figura  $n_{LI}$  e  $n_{LS}$  representam o limite inferior e superior de moles de ar permitido na mistura (por cada mol de combustível) sem que haja prejuízo na combustão.

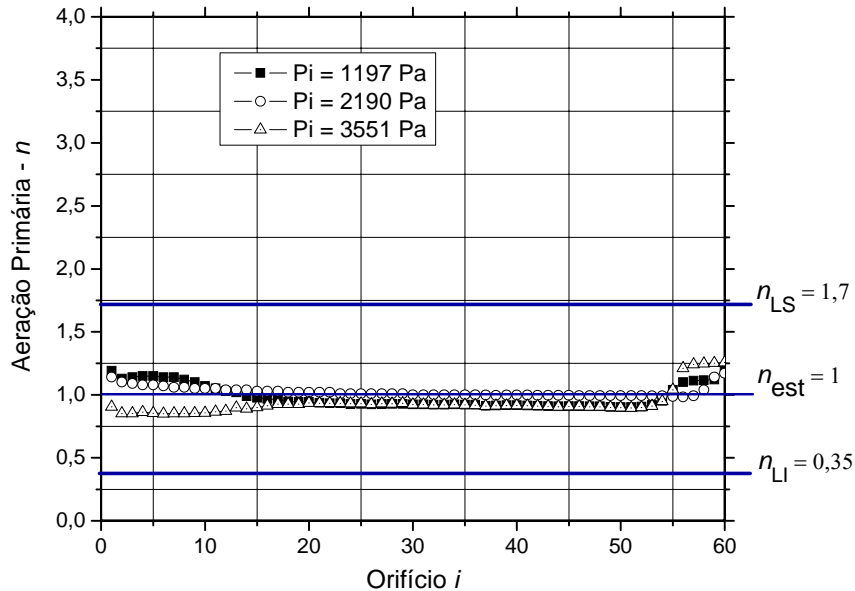


Figura 5.49 Variação da aeração primária através dos orifícios -  $d_g = 18$  mm.

#### 5.4.5 Distribuição do Coeficiente de Perda de Carga Localizada através dos Orifícios

A figura 5.50 apresenta a variação do coeficiente de perda de carga através dos orifícios.

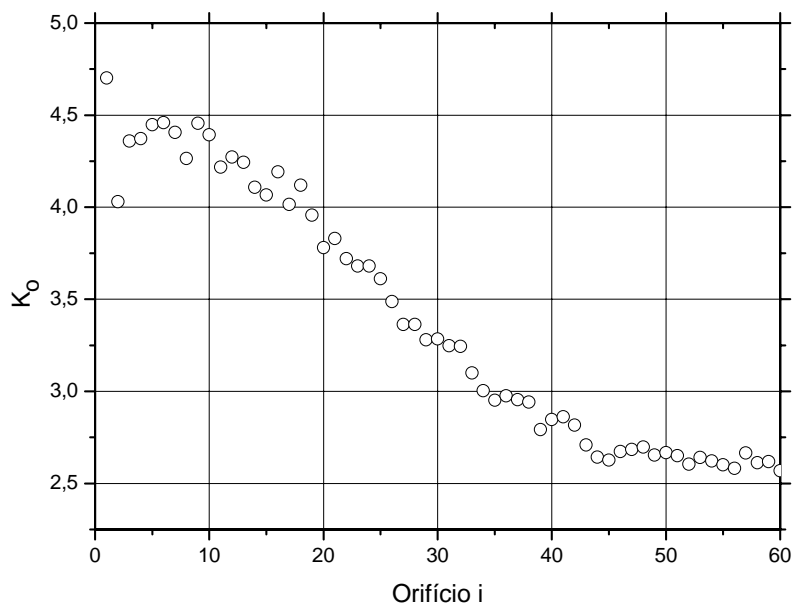


Figura 5.50 Coeficiente de perda de carga dos orifícios.

Nota-se que o coeficiente de perda de carga localizado no orifício  $i$  diminui conforme o escoamento principal avança através do tubo distribuidor, obtendo-se nos primeiros e últimos orifícios as menores e maiores velocidades respectivamente. A fim de modelar a perda de carga através dos orifícios no modelo unidimensional, o coeficiente de perda de carga do orifício foi obtido da promediação dos valores apresentados na figura 5.50, resultando um  $\bar{K}_o = 3,39$ .

#### 5.4.6 Efeito do Número de Orifícios na Evolução da Pressão ao longo do Tubo Distribuidor e na Velocidade da Mistura

A seguir, as figuras 5.51 e 5.52 apresentam respectivamente a influência do número de orifícios do tubo distribuidor sobre a evolução da pressão estática no queimador, e as velocidades nos orifícios.

Observa-se na figura 5.51, que a pressão estática ao longo da linha do centro do queimador apresentou diferentes evoluções conforme foram colocados mais orifícios no distribuidor de gás. Os resultados mostraram que a pressão interna na posição do orifício  $i$ , foi reduzida significativamente para os tubos com mais de 100 orifícios, promovendo velocidades nos orifícios cada vez menores conforme mostra a figura 5.52.

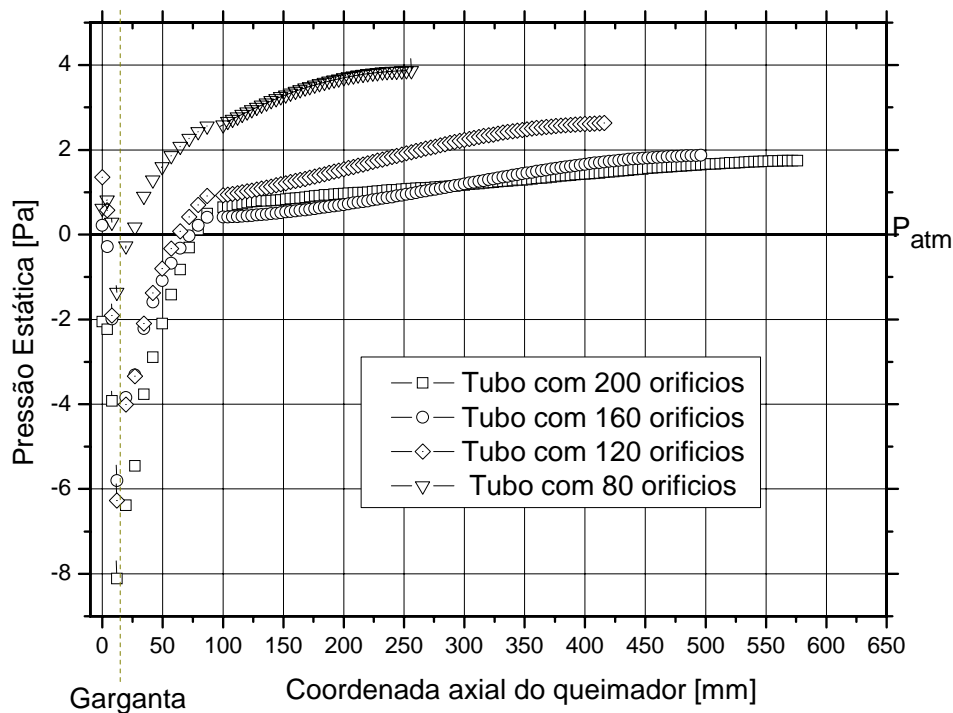


Figura 5.51 Efeito do número de orifícios na evolução da pressão estática ao longo da linha do centro do tubo distribuidor.

Além disto, nota-se na figura 5.52 que um queimador com 200 orifícios (duas fileiras de 100 orifícios) promove velocidades nos orifícios na faixa de estabilização encontrada por Cancino (2004).

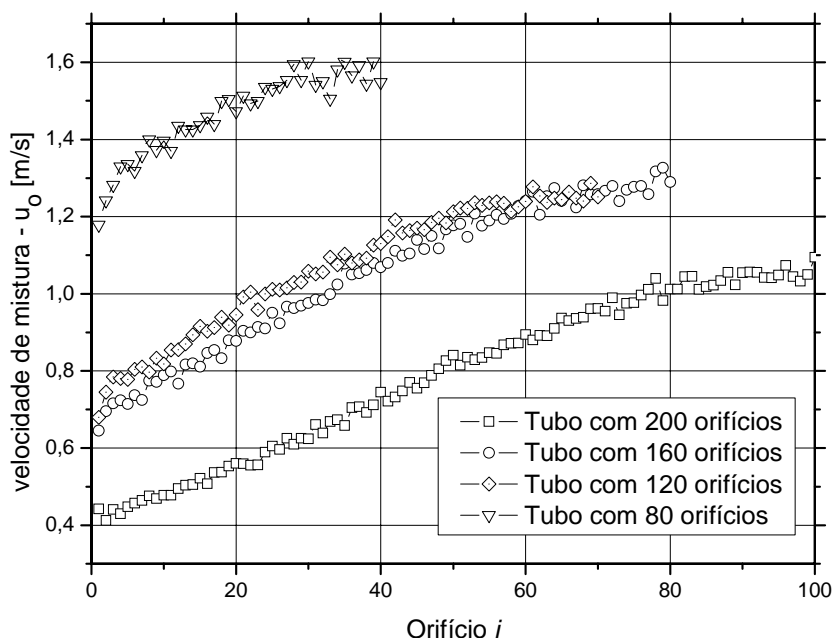


Figura 5.52 Efeito do número de orifícios na velocidade da mistura.

#### 5.4.7 Efeito da Rebarba na Perda de Carga através dos Orifícios

A presença das rebarbas reentrantes nos orifícios foram representadas numericamente como um anteparo de 1 mm.

A figura 5.53 apresenta uma comparação do coeficiente de perda de carga dos orifícios com e sem a presença de rebarbas. Da figura 5.53 observa-se que para os primeiros 30 orifícios aproximadamente, o valor do coeficiente de perda de carga local é maior sem a presença das rebarbas, enquanto que para os últimos 30 orifícios, o coeficiente de perda de carga sem rebarbas resultou bem menor quando comparado com os orifícios com rebarbas.

Além disto, nota-se que apresentaram-se pequenas variações no valor do coeficiente de perda de carga para os orifícios com rebarbas, mantendo-se a perda de carga quase constante ao longo dos orifícios, enquanto que para os orifícios sem rebarbas, o valor do coeficiente apresentou variações significativas ao longo do orifício  $i$ .

A fim de modelar a perda de carga através dos orifícios com a presença de rebarbas no modelo unidimensional, o coeficiente de perda de carga foi obtido fazendo uma promediação dos valores apresentados na figura 5.53, resultando um  $\bar{K}_o = 3,53$ .

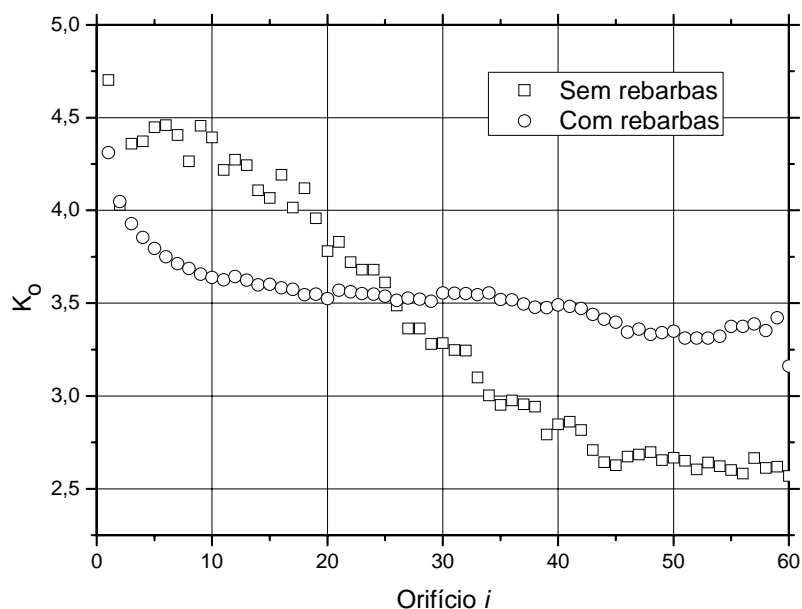


Figura 5.53 Coeficiente de perda de carga dos orifícios com e sem rebarbas reentrantes.

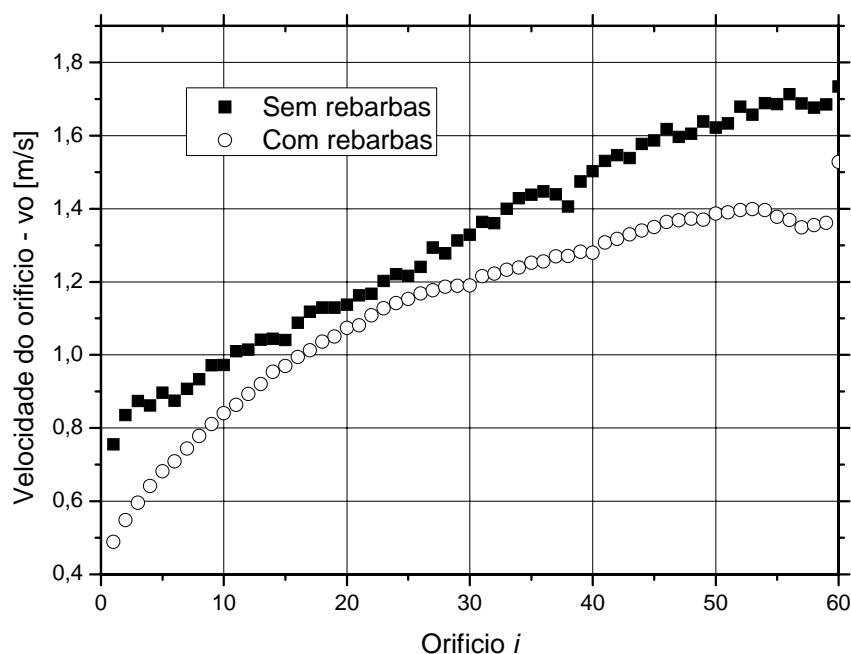


Figura 5.54 Velocidade nos orifícios com e sem rebarbas reentrantes.

Do ponto de vista fluidodinâmico, um aumento da perda de carga em orifícios com rebarbas, reduz a velocidade do escoamento quando comparada com as velocidades obtidas com os orifícios sem rebarbas (ver figura 5.54). No entanto, as rebarbas aparentemente

favorecem à estabilização das chamas, reduzindo a velocidade do escoamento nos orifícios, e caindo na faixa de velocidades para a estabilização das chamas conforme resultados de Cancino (2004).

Além disto, comparando com os resultados dos orifícios sem rebarbas, a figura 5.54 mostra que as velocidades do escoamento nos orifícios com rebarbas são reduzidas em um 18 e 30% no primeiro e último orifício respectivamente, sendo principalmente os orifícios que delimitam a estabilização das chamas no queimador.



## Capítulo 6. Resultados e Discussões

Na seção 6.1 apresentam-se os resultados para o modelo unidimensional do queimador, onde o perfil de pressão estática ao longo da linha do centro do queimador foi obtido. Além disto, foram verificadas as velocidades de mistura, as vazões de gás, o número de Reynolds e a potência térmica através dos orifícios.

Na seção 6.2 apresenta-se uma comparação numérica e experimental da pressão de injeção do gás para quatro bicos injetores. Na continuação são apresentadas várias sugestões que permitem melhorar as condições de operação do queimador estudado neste trabalho.

### 6.1 Resultados do Modelo Fluidodinâmico Unidimensional

O modelo foi resolvido no software EES. O objetivo desta seção é verificar a sensibilidade do modelo às variações dimensionais, ou, de operação para a mesma geometria do queimador.

A seguir, são apresentadas as informações para completar do modelo unidimensional.

- **Parâmetros geométricos:**

- a) Diâmetro do bico injetor:  $d_i = 1 \text{ mm}$
- b) Diâmetro de entrada do venturi:  $d_e = 24 \text{ mm}$
- c) Diâmetro da garganta:  $d_g = 12, 15 \text{ e } 18 \text{ mm}$
- d) Diâmetro da tubulação:  $d_s = 26 \text{ mm}$
- e) Diâmetro dos orifícios:  $d_o = 2,8 \text{ mm}$
- f) Comprimento do bocal de entrada:  $L_c = 12 \text{ mm}$
- g) Comprimento do difusor:  $L_d = 75 \text{ mm}$
- h) Distância de separação dos orifícios:  $L_o = 2 \text{ mm}$
- i) Comprimento da seção uniforme até o primeiro orifício:  $L_{su} = 15 \text{ mm}$

j) Número de orifícios: Duas fileiras de 60 orifícios respectivamente.

• **Propriedades:**

k) Densidade do butano:  $\rho_f = 2,44 \text{ kg/m}^3$

l) Densidade do ar:  $\rho_a = 1,18 \text{ kg/m}^3$

m) Densidade da mistura ar e butano:  $\rho_m = 1.23 \text{ kg/m}^3$

n) Viscosidade cinemática da mistura:  $\mu_m = 1.75 \times 10^{-5} \text{ kg / m - s}$

o) Poder calorífico superior: PCS =  $126,2 \times 10^6 \text{ J/m}^3$

p) Pressão de referência:  $P_{atm} = 0 \text{ Pa}$  (manométrica)

• **Parâmetros de perda de carga e de quantidade de movimento:**

q) Parâmetro efetivo de massa:  $\alpha_m = 1$

r) Parâmetro efetivo de quantidade de movimento:  $\alpha_p = 1$

s) Coeficiente de perda de carga através dos orifícios:  $\bar{K}_o = 3,53$  (orifício com rebarbas),  
 $\bar{K}_o = 3,4$  (orifício sem rebarbas).

t) Coeficiente de perda de carga através do venturi:

$$K_c = 0,16 \left[ \frac{0.8 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) (1 - \beta_1^2)}{\beta_1^4} \right] \quad \text{Contração gradual}$$

$$K_d = 0,096 \left[ \frac{2.6 \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) (1 - \beta_2^2)^2}{\beta_2^4} \right] \quad \text{Expansão gradual}$$

• **Hipóteses:**

u) Além das hipóteses anteriores, assume-se que a pressão de entrada no venturi é igual à pressão ambiente,  $P_e = P_{atm}$ .

v) Assume-se que não existem vazamentos de gás combustível na entrada do venturi para o ambiente externo.

Na continuação são apresentados os resultados do modelo unidimensional e comparados com resultados de simulações em CFD.

### 6.1.1 Previsão da Pressão ao longo da Linha de centro do Queimador

A figura 6.1 mostra a evolução da pressão ao longo da linha de centro do queimador variando o diâmetro da garganta.

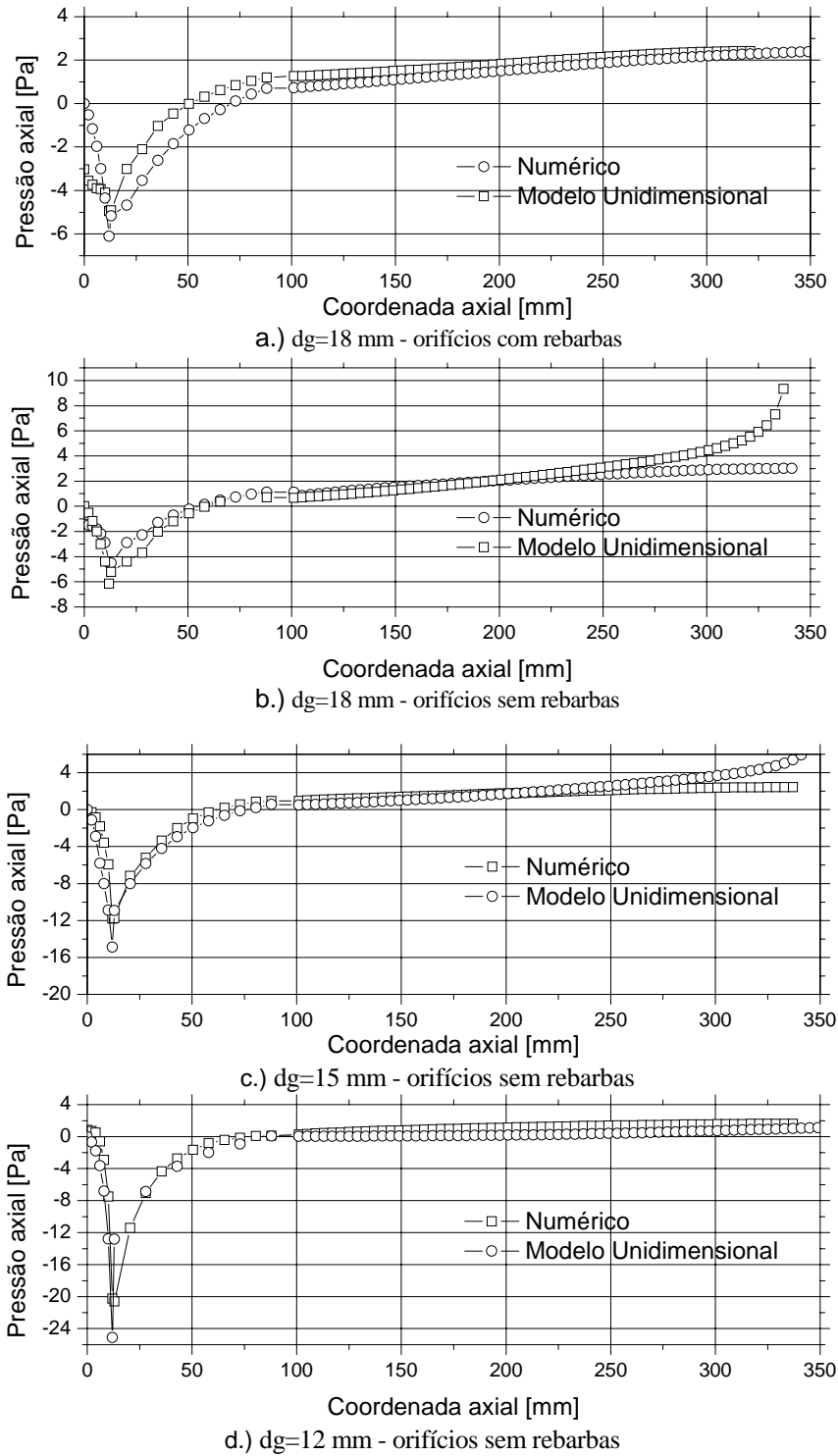


Figura 6.1 Evolução da pressão ao longo da linha de centro do queimador para diferentes tamanhos de garganta –  $\dot{m}_f = 7,4284 \times 10^{-5}$  kg/s.

Observa-se na figura 6.1 que para os quatro casos estudados, os resultados obtidos pelo modelo unidimensional apresentaram a mesma evolução da pressão ao longo do queimador quando foram comparados com os resultados obtidos numericamente. Nota-se que o modelo unidimensional apresentou uma boa sensibilidade às pequenas variações geométricas, ou seja, quando foi mudado o diâmetro da garganta, permitindo captar adequadamente o comportamento do escoamento através do Venturi, onde houve a devida estrangulação e expansão respectivamente da mistura, enquanto que no tubo distribuidor, a pressão aumentou conforme o escoamento principal avançava axialmente.

### 6.1.2 Verificação da Velocidade de Mistura na Saída dos Orifícios

A figura 6.2 apresenta as velocidades de mistura na saída dos orifícios para diferentes vazões de gás combustível mantendo a mesma geometria do queimador.

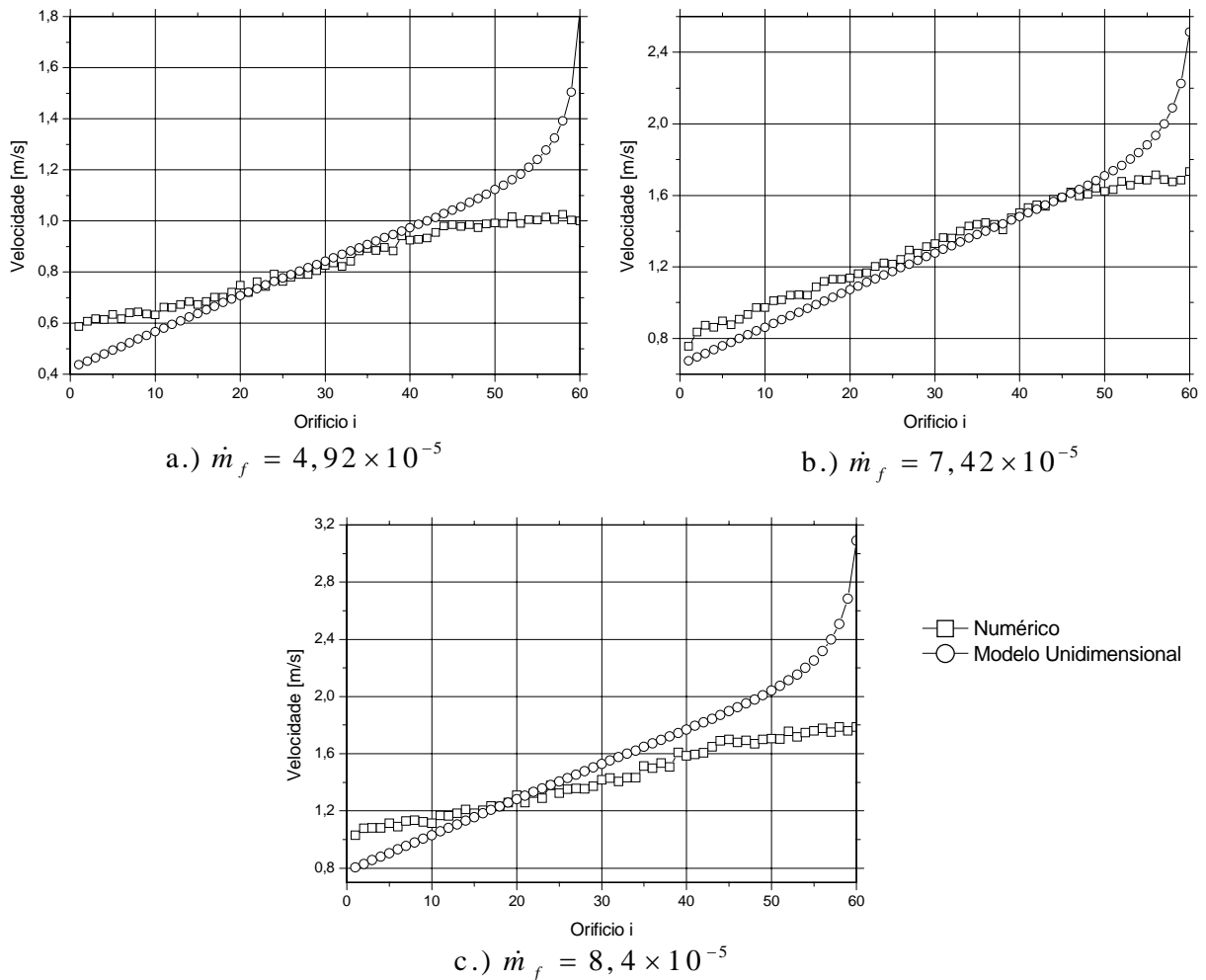


Figura 6.2 Evolução das velocidades de mistura através dos orifícios para diferentes vazões de gás combustível –  $d_g = 18$  mm.

Para os três casos estudados, os resultados da figura 6.2 mostram que as velocidades estimadas pelo modelo unidimensional apresentaram a mesma evolução quando comparadas com as velocidades obtidas numericamente. Nota-se que no modelo unidimensional, apesar de ter estimado valores de velocidades nos orifícios na faixa de estabilização das chamas quando comparadas às velocidades encontradas por Cancino (2004), o modelo torna-se deficiente em algumas regiões do tubo distribuidor, superestimando valores de velocidade quando comparados com os resultados obtidos numericamente. As diferenças encontradas no modelo unidimensional foram de até 50% nos últimos 10 orifícios.

### 6.1.3 Verificação da Vazão de Mistura através dos Orifícios

A figura 6.3 mostra uma comparação da vazão de mistura através dos orifícios estimada pela simulação numérica e pelo modelo unidimensional. Os resultados mostram que as baixas vazões características (na ordem de  $10^{-5}$ ) são uma consequência dos pequenos orifícios. Nota-se que a vazão de gás não é uniforme através dos orifícios, como consequência do aumento da pressão interna do gás na posição do orifício  $i$ .

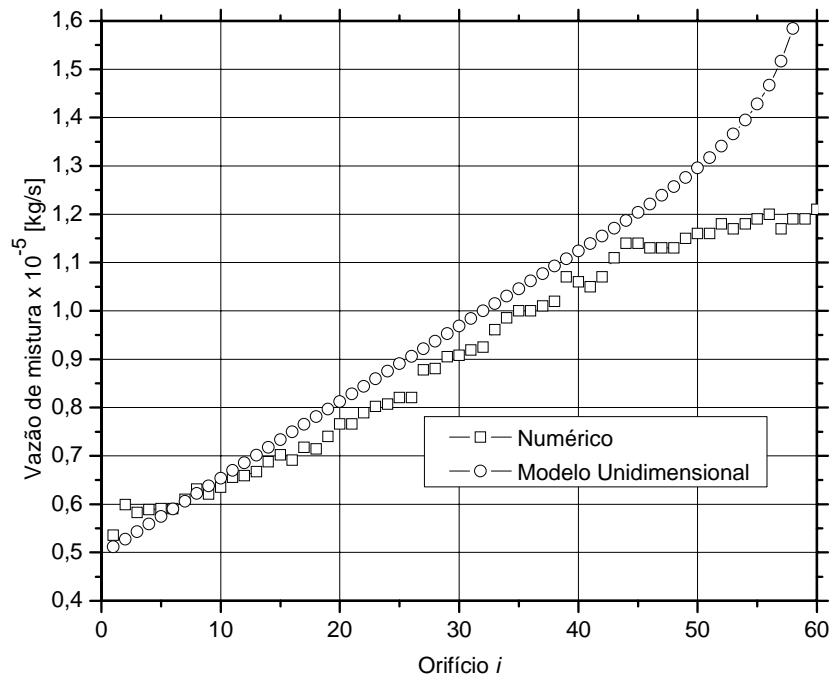


Figura 6.3 Vazão de gás através dos orifícios ( $\dot{m}_f = 7,4284 \times 10^{-5} \text{ kg/s-dg} = 18 \text{ mm}$ )

### 6.1.4 Verificação do Número de Reynolds através dos Orifícios

A figura 6.4 apresenta a variação do número de Reynolds através dos orifícios. Nota-se que o escoamento encontra-se em regime laminar, como consequência das baixas vazões características e também dos pequenos orifícios.

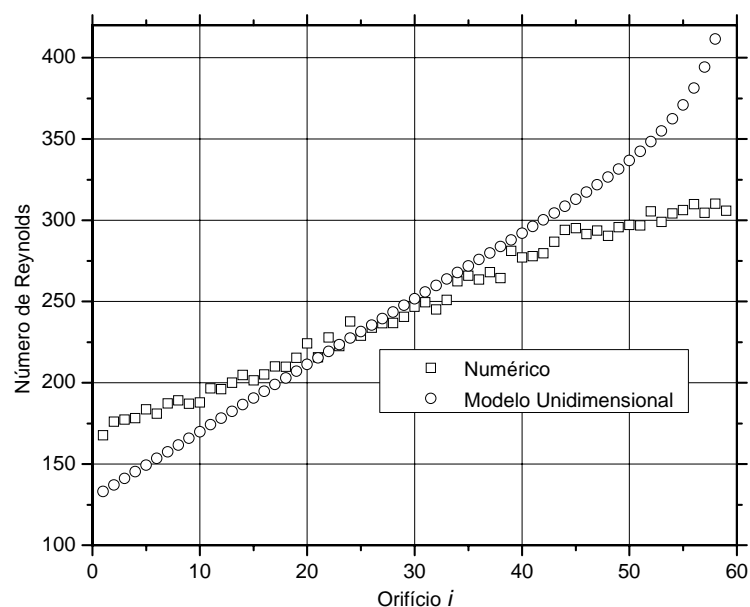


Figura 6.4 Número de Reynolds através dos orifícios ( $\dot{m}_f = 7,4284 \times 10^{-5}$  kg/s -  $d_g = 18$  mm)

### 6.1.5 Verificação da Potência Térmica através dos Orifícios

A figura 6.5 mostra a distribuição da potência térmica através dos orifícios.

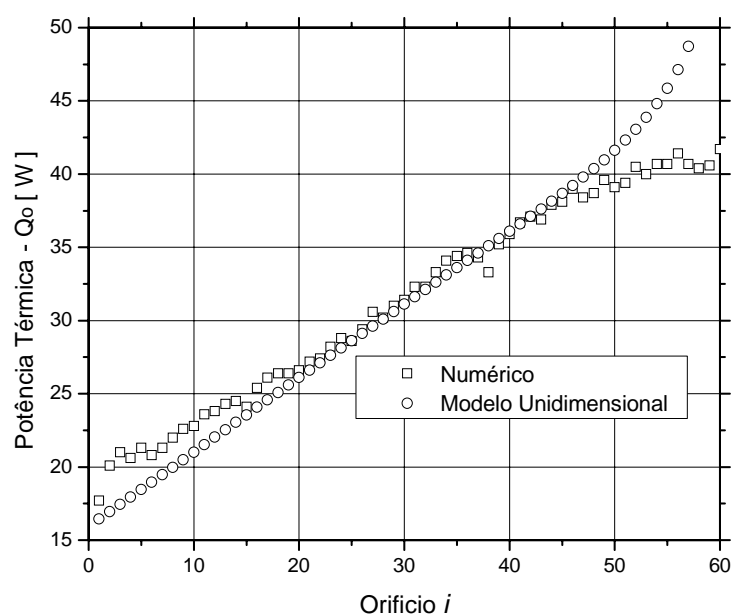


Figura 6.5 Potência térmica através dos orifícios ( $\dot{m}_f = 7,4284 \times 10^{-5}$  kg/s -  $d_g = 18$  mm)

Os resultados mostram que a potência térmica fornecida por cada orifício do queimador não é uniforme. Estas variações de potência térmica ao longo dos orifícios resultam em uma frente de calor não uniforme e consequentemente em campos de temperaturas não uniformes no interior da cavidade.

## 6.2 Comparação com Resultados Experimentais

Na continuação são verificadas as condições de operação do queimador estudado neste trabalho, e apresentam-se critérios para melhorar seu desempenho.

A tabela 6.1 mostra uma comparação de medições disponíveis pela empresa Multibras S.A. e dos resultados numéricos. Ressalta-se que os resultados numéricos foram obtidos com um afastamento de 55 mm para o injetor de gás da garganta do Venturi, onde apresentou melhores resultados.

Tabela 6.1 Verificação de resultados numéricos com medições experimentais

TIPO DE GÁS	DIAMETRO DO INJETOR [mm]	VAZÃO MEDIDA [L/h]	PRESSÃO ENTRADA [kPa]		NUMÉRICA	
			EXPERIMENTAL	NUMÉRICA	$n$	$u_o$ [m/s]
BUTANO	0,8	72,6	2,835	4,058	1,25	0,75-1,27
	0,9	83,04	2,775	2,517	1,1	0,75-1,28
	1	109,6	2,785	2,899	1	0,86-1,59
	1,1	116,64	2,805	2,3	0,94	0,97-1,59

### 6.2.1 Pressão de Injeção do Gás Combustível

A pressão de injeção foi verificada para os diferentes bicos injetores e as vazões características de gás combustível.

Observa-se na tabela 6.1 que para os bicos injetores de 0,9-1,1 mm existem diferenças de cerca de 20% nos resultados numéricos quando comparados com as medições. Para o caso do bico injetor de 0,8 mm as diferenças aumentaram em torno de 40%. Acredita-se que estas diferenças sejam atribuídas à ausência de dados experimentais mais completos e à dificuldade do modelo numérico em reproduzir corretamente as condições experimentais, como por exemplo, resolução em termos em qualidade da malha computacional, condições de turbulência completamente desenvolvidas e ao mesmo modelo de turbulência.

### 6.2.2 Determinação da Área Efetiva da Chapa que Obstrui a Entrada de Ar Primário

Os resultados fornecidos na tabela 6.1 foram obtidos para as dimensões específicas da linha de queimadores da empresa Multibras S.A.



Na continuação, as duas últimas colunas da tabela 6.1 fornecem os resultados numéricos para a aeração primária e a faixa das velocidades da mistura na saída dos orifícios. Os resultados numéricos mostram que misturas pobres em combustível e próximas da estequiometria foram obtidas em todos os casos. Além disso, as velocidades de mistura estão acima da faixa recomendada para a estabilização da chama (CANCINO; 2004).

Abordando a análise anterior, uma solução imediata seria reduzir a entrada de ar primário, permitindo desta forma, possibilitar o aumento do nível térmico do queimador (ou seja, dando a possibilidade de atingir uma maior temperatura na chama), e diminuir as velocidades nos orifícios na faixa de estabilização. No entanto, existe uma chapa metálica que além de suportar o injetor de gás no corpo do queimador, permite a regulação do ar primário.

Os resultados apresentados na tabela 6.1 foram obtidos com uma abertura da chapa de  $6,48 \text{ cm}^2$ , onde se apresentaram os fenômenos já citados. Para isso, foi determinado um tamanho para esta abertura com as diferentes condições de operação do queimador, onde determinou-se que o tamanho desta abertura deve ser de  $3,44 \text{ cm}^2$ , obtendo-se velocidades nos orifícios na faixa de estabilização.

A tabela 6.2 fornece as condições de operação ótimas para o caso do bico injetor de 1 mm. Os resultados para os outros injetores não são mostrados aqui. Nota-se na tabela 6.2 que reduzindo a obstrução de ar em torno dos  $3,44 \text{ cm}^2$ , promovem-se velocidades na faixa de estabilidade. Portanto, acredita-se que o queimador apresentará uma maior faixa de estabilidade em função da aeração primária. Recomenda-se uma aeração primária em torno de 0,7 para as pressões de injeção estudadas modificando o tamanho da abertura da chapa, ou, reprojatando o tubo Venturi para esta nova situação.

Tabela 6.2 Condições de operação do queimador com uma abertura da chapa de  $3,44 \text{ cm}^2$

Vazão [L/h]	Pressão entrada [kPa]	$n$	$u_o$ [m/s]
103,28	2,585	0,67	0,56 – 1,07
107,11	2,784	0,71	0,64 – 1,04
109,6	2,917	0,73	0,67 – 1,14

A seguir, a figura 6.6 apresenta a variação da admissão de ar primário em função da abertura da chapa de obstrução de entrada de ar do ambiente obtida numericamente. Nota-se que a medida que a abertura da chapa foi reduzida, o ar admitido através do Venturi foi reduzido, e, porém, as velocidades de mistura através dos orifícios tornaram-se próximas às velocidades de estabilização das chamas (Cancino, 2004).

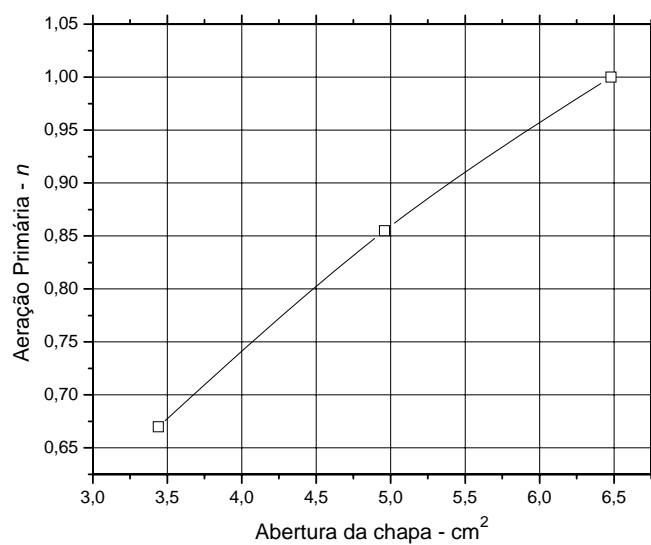


Figura 6.6 Parâmetro de aeração em função da abertura da chapa de obstrução de ar primário.  
 $P_i=2,91$  kPa ( $Q=109,6$  L/h).

## Capítulo 7. Desenvolvimento de uma Metodologia de Projeto para Queimadores Atmosféricos

Neste capítulo apresenta-se um método de projeto de queimadores atmosféricos de forno de fogão referenciando os resultados obtidos numericamente e as formulações do modelo unidimensional.

Porém, é possível dimensionar o diâmetro da garganta, o comprimento do venturi, as dimensões do tubo distribuidor e o tamanho dos orifícios.

O diâmetro do injetor é uma função da pressão de trabalho e da potência térmica requerida e, portanto é determinado pela aplicação especificamente.

A fim de simular a aplicação, a figura 2.8 será usada para escolher um diâmetro de injetor.

### 7.1 Determinação do Diâmetro da Garganta do Venturi

Considere o volume de controle localizado entre o injetor e a garganta do venturi conforme mostra a figura 7.1.

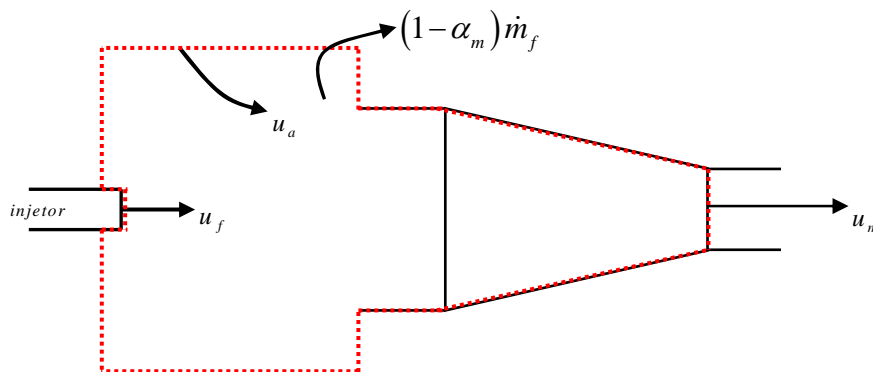


Figura 7.1. Volume de controle usado para a análise do arraste de ar primário.

Na figura 7.1,  $u_f$  é a velocidade média de gás combustível na saída do bico injetor,  $u_a$  é a velocidade média do ar arrastado tomada em uma posição longe do volume de controle e  $u_m$  é

a velocidade média da mistura ar/combustível na garganta do difusor. Aplicando a conservação da massa e introduzindo o parâmetro efetivo de massa:

$$\dot{m}_m = \alpha_m \dot{m}_f + \dot{m}_a \quad (7.1)$$

A vazão mássica  $\dot{m}$  pode ser relacionada com a vazão volumétrica  $Q$  por:

$$\dot{m}_m = Q_m \rho_m \quad (7.2)$$

$$\dot{m}_a = Q_a \rho_a \quad (7.3)$$

$$\dot{m}_f = Q_f \rho_f \quad (7.4)$$

Aplicando a conservação da quantidade de movimento linear, e introduzindo o parâmetro de quantidade de movimento no lado esquerdo da equação, tem-se:

$$\alpha_p (\alpha_m \dot{m}_f u_f + \dot{m}_a u_a) = \dot{m}_m u_m \quad (7.5)$$

Assumindo que  $u_a \simeq 0$  e usando a conservação da massa,

$$\alpha_p \alpha_m \dot{m}_f u_f = (\alpha_m \dot{m}_f + \dot{m}_a) u_m \quad (7.6)$$

ainda,

$$\alpha_m \dot{m}_f + \dot{m}_a = \alpha_m Q_f \rho_f + Q_a \rho_a \quad (7.7)$$

$$u_m = \frac{Q_m}{A_g} = \frac{\dot{m}_m}{\rho_m A_g} = \frac{\alpha_m Q_f \rho_f + Q_a \rho_a}{\rho_m A_g} \quad (7.8)$$

assim,

$$\alpha_p \alpha_m Q_f \rho_f \frac{Q_f}{A_i} = (\alpha_m Q_f \rho_f + Q_a \rho_a) \left( \frac{\alpha_m Q_f \rho_f + Q_a \rho_a}{\rho_m A_g} \right) \quad (7.9)$$

onde  $A_i$  é a área transversal do orifício do injetor e  $A_g$  é a área transversal da garganta do venturi.

Definindo  $R$  como a relação volumétrica de ar e combustível,

$$R = \frac{Q_a}{Q_f} \quad (7.10)$$

e rearranjando a equação (7.9), obtém-se

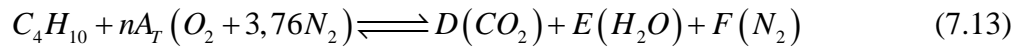
$$R = \alpha_m \frac{\rho_f}{\rho_a} \left[ \left( \frac{\alpha_p \rho_m A_g}{\alpha_m \rho_f A_i} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (7.11)$$

ou,

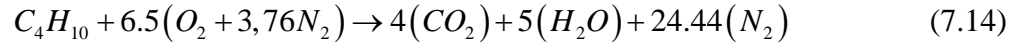
$$R = \alpha_m \frac{\rho_f}{\rho_a} \left[ \frac{d_g}{d_i} \left( \frac{\alpha_p \rho_m}{\alpha_m \rho_f} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (7.12)$$

A equação 7.12 determina a relação ar e combustível como uma função da massa específica do combustível, do ar, e da mistura respectivamente, o diâmetro da garganta do venturi, o diâmetro do injetor de gás e os parâmetros efetivos de massa e de quantidade de movimento respectivamente.

Para uma reação de gás Butano com ar, o balanço de massa é expresso como:



em condições estequiométricas,  $n=1$ , e a quantidade de ar teórico  $A_T$  resulta igual a 6,5.



ainda,

$$R = n \times 6,5 \times 4,76 \text{ Moles de Ar} \quad (7.15)$$

Para a reação do gás butano,  $n$  varia de 0,35 - 1,7 que corresponde aos limites de inflamabilidade.

Das equações 7.12 e 7.15, e conhecendo as massas específicas  $\rho_f$ ,  $\rho_a$ ,  $\rho_m$  e  $d_i$  obtém-se a aeração primária em função do diâmetro da garganta, ou, vice versa, conhecendo a aeração primária determina-se o diâmetro da garganta.

SALVI (1995) propôs outra expressão (equação 2.20) para a relação de ar e combustível, como função do diâmetro da garganta, diâmetro do injetor, a densidade relativa do gás combustível no ar, e uma constante que envolve a temperatura de funcionamento do queimador e a eficiência do venturi.

$$R = \frac{d_g}{d_i} \sqrt{k d_{rel}} \quad (7.16)$$

onde  $k = 0,8 - (T = 60^\circ C)$ , e a densidade relativa do Butano no ar é 2.

A seguir, a tabela 7.1 mostra os valores para a aeração primária estimados pela equação 7.12 e 7.16, e comparados com resultados de simulação numérica.

Tabela 7.1. Verificação da aeração primária para diferentes tamanhos de garganta e comparação com resultados numéricos e empíricos.

$d_g$ [mm]	$n_{CFX}$	$n$ - Equação 7.12	$n_{Salvi}$
12	0,79	0,5	0,49
15	0,94	0,64	0,61
18	1	0,781	0,73

Observa-se na tabela 7.1 que os valores de aeração primária obtidas com as equações 7.12 e de Salvi (equação 7.16), subestimam os valores obtidos da simulação numérica. Existem diferenças de cerca de 30% e de 38% dos resultados obtidos pelas equações 7.12 e 7.16 respectivamente, quando comparados com os resultados da simulação numérica.

Na ausência de experimentos que permitam validar estes resultados, uma estimativa seria ajustar a equação 7.12 com base nos resultados de simulação, mesmo cientes que estes resultados numéricos também possam apresentar algumas diferenças. Por tanto, a equação 7.12 ajustada é expressa como:

$$R = 1,3\alpha_m \frac{\rho_f}{\rho_a} \left[ \frac{d_g}{d_i} \left( \frac{\alpha_p \rho_m}{\alpha_m \rho_f} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (7.17)$$

## 7.2 Parâmetros de Projeto para o Difusor

As dimensões necessárias para a descrição geométrica do difusor são convenientemente definidas como uma função da relação das áreas ( $RA$ ), um comprimento característico  $L_d$ , e o ângulo de divergência ( $\alpha_d$ ). Considerando um difusor cônico, a relação de áreas é definida como:

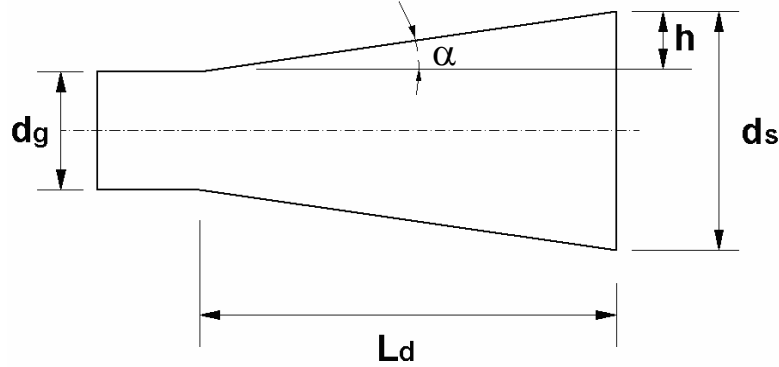


Figura 7.2. Parâmetros de projeto para o dimensionamento do difusor.

$$RA = \frac{A_{saída}}{A_{garganta}} = \left( \frac{d_s}{d_g} \right)^2 \quad (7.18)$$

onde,

$$d_s = d_g + 2h \quad (7.19)$$

$$RA = \frac{(d_g + 2h)^2}{d_g^2} \quad (7.20)$$

$$h = L_d \tan \alpha \quad (7.21)$$

$$RA = \frac{(d_g + 2L_d \tan \alpha_d)^2}{d_g^2} \quad (7.22)$$

Resolvendo o binômio e igualando a zero a equação resultante

$$RA = \frac{d_g^2 + 4d_g L_d \tan \alpha_d + 4L_d^2 \tan^2 \alpha_d}{d_g^2} \quad (7.23)$$

$$d_g^2 - RA \cdot d_g^2 + 4d_g L_d \tan \alpha_d + 4L_d^2 \tan^2 \alpha_d = 0 \quad (7.24)$$

Rearranjando os termos em função de  $L_d$  obtém-se:

$$(4 \tan^2 \alpha_d) L_d^2 + (4 d_g \tan \alpha_d) L_d + (1 - RA) d_g^2 = 0 \quad (7.25)$$

Solucionando a equação 7.25 resulta que:

$$L_{d1,2} = \frac{d_g \left[ -1 \pm \sqrt{RA} \right]}{2 \tan \alpha_d} \quad (7.26)$$

onde  $RA > 1$  devido a que  $A_s > A_g$ , a equação 7.26 fica:

$$L_d = \frac{d_g \left[ -1 + \sqrt{RA} \right]}{2 \tan \alpha_d} \quad (7.27)$$

A equação 7.27 é uma expressão que determina o comprimento de um difusor como uma função do diâmetro da garganta, o ângulo da expansão, e a relação das áreas, em que o ângulo do cone divergente pode ser a variável a controlar. Abordando os resultados numéricos da seção 5.3, onde foram analisados diferentes comprimentos para o venturi, pode-se obter a uma expressão mais simplificada da equação 7.27, relacionando o comprimento do difusor com o tamanho da garganta.

As dimensões dos Venturi que apresentaram melhores resultados, ou seja, menor perda de carga e maior admissão de ar primário são empregadas para estimar uma relação entre o diâmetro da garganta e o comprimento do difusor. A tabela 7.2 apresenta um resumo das características geométricas destes venturi.

Tabela 7.2 Dimensões dos Venturi

Venturi	$d_g$ [mm]	$RA$	$\alpha$	$L_d$ [mm]
3	12	4,69	5,33°	75
5	15	3	5,23°	60
9	18	2,08	3°	75

Substituindo as dimensões dos Venturi mostrados na tabela 7.2 obtém-se uma expressão que relaciona o comprimento do difusor com o diâmetro da garganta.

$$L_d = [4 - 7] d_g \rightarrow \text{Comprimento do difusor} \quad (7.28)$$



### 7.3 Determinação do Afastamento do Injetor de Gás à Garganta do Venturi

Esta distância pode ser determinada relacionando as variáveis geométricas mostradas na figura 7.3.

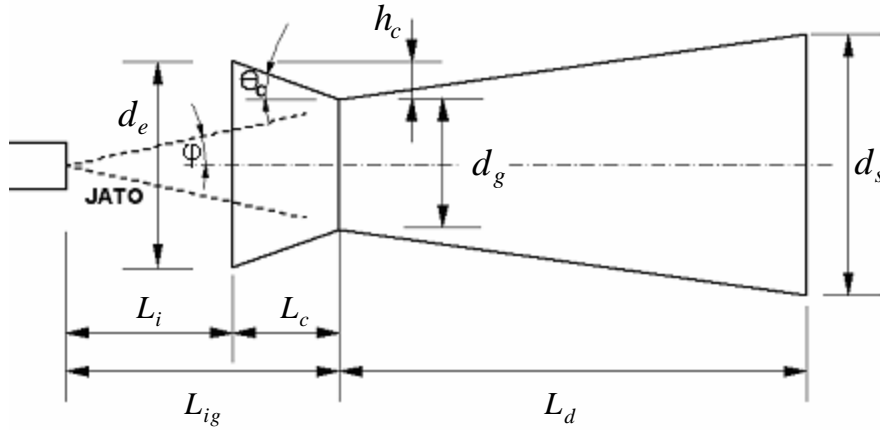


Figura 7.3. Parâmetros de projeto para determinar o afastamento do injetor da garganta do Venturi.

$$L_{ig} = L_i + L_c \quad (7.29)$$

onde

$$L_i = d_e \tan \varphi \quad (7.30)$$

e  $\varphi$  é o ângulo de espalhamento do jato.

O diâmetro de entrada do bocal convergente é definido como:

$$d_e = (d_g + 2h) \quad (7.31)$$

Substituindo a equação 7.31 em 7.30:

$$L_i = (d_g + 2h) \tan \varphi \quad (7.32)$$

$$h = L_c \tan \theta_c \quad (7.33)$$

onde  $\theta_c$  é o ângulo da seção convergente.

O comprimento do bocal convergente  $L_c$  é calculado empregando a equação 7.27 substituindo  $\alpha_d$  por  $\theta_c$  e a relação das áreas  $RA$  por

$$RA_c = \frac{A_{entrada}}{A_{garganta}} \quad (7.34)$$

$$L_c = \frac{d_g \left[ -1 + \sqrt{RA_c} \right]}{2 \tan \theta_c} \quad (7.35)$$

Substituindo as equações 7.32 e 7.35 na equação 7.29 obtém-se:

$$L_{ig} = \left( \frac{d_g}{2} + \frac{d_g \left[ -1 + \sqrt{RA_c} \right]}{2 \tan \theta_c} \tan \theta_c \right) \tan \varphi + \frac{d_g \left[ -1 + \sqrt{RA_c} \right]}{2 \tan \theta_c} \quad (7.36)$$

Rearranjando a equação anterior resulta que:

$$L_{ig} = \frac{1}{2} \left[ \sqrt{RA_c} \tan \varphi + \frac{\left[ -1 + \sqrt{RA_c} \right]}{\tan \theta_c} \right] d_g \quad (7.37)$$

onde  $L_{ig} \rightarrow f(RA_c, \alpha, \theta_c, d_g)$ .

A equação 7.37 determina o afastamento em que devem estar separados o injetor de gás e a garganta do venturi, definido como uma função do ângulo de espalhamento do jato de gás  $\varphi$ , o ângulo do bocal convergente  $\theta_c$ , a relação das áreas  $RA_c$  da seção convergente, e o diâmetro da garganta  $d_g$ . Baseado nos parâmetros geométricos dos venturi 3, 5 e 9 mostrados na tabela 5.3, e tomando um ângulo de espalhamento<sup>2</sup> para o jato de gás de 20°, obtém-se

$$L_{ig} = 0,97d_g + 42 \rightarrow \text{Afastamento do bico injetor da garganta} \quad (7.38)$$

---

<sup>2</sup> O ângulo de espalhamento do jato de gás foi determinado em função da geometria específica do bico injetor, e das condições de operação do queimador.

## 7.4 Determinação do Diâmetro dos Orifícios do Tubo Distribuidor

Da conservação da massa através do tubo distribuidor obtém-se:

$$\dot{m}_m = \sum_{i=1}^n \dot{m}_{o,i} \quad (7.39)$$

onde  $\dot{m}_m$  e  $\dot{m}_{o,i}$  são as vazões da mistura e do orifício  $i$  respectivamente e  $n_o$  o número de orifício que compõe o tubo distribuidor.

Do modelo unidimensional, a vazão de mistura foi definida na equação 3.2 como

$$\dot{m}_m = \alpha_m \dot{m}_f + \dot{m}_a \quad (7.40)$$

onde,

$$\dot{m}_o = \rho_m v_o A_o \quad (7.41)$$

$$\dot{m}_a = \rho_a Q_a \quad (7.42)$$

$$\dot{m}_f = \rho_f Q_f \quad (7.43)$$

$$R = \frac{Q_a}{Q_f} \quad (7.44)$$

Substituindo as equações 7.41 até a 7.43 em 7.40 obtém-se

$$n_o \rho_m v_o A_o = \alpha_m \rho_f Q_f + \rho_a Q_a \quad (7.45)$$

onde  $v_o$  é a velocidade média da mistura através do orifício e  $A_o$  a área transversal do orifício.

Da definição da relação volumétrica de ar e combustível, obtém-se

$$n_o \rho_m v_o A_o = (\alpha_m \rho_f + \rho_a R) Q_f \quad (7.46)$$

isolando  $n_o$ ,  $\rho_m$  e  $v_o$  da equação 7.46 obtém-se o diâmetro do orifício. Porém, a equação 7.46 fica

$$d_o = \sqrt{\frac{4 (\alpha_m \rho_f + \rho_a R) \dot{m}_f}{\pi n_o \rho_m v_o \rho_f}} \quad (7.47)$$

Recomenda-se que as velocidades características do escoamento através dos orifícios sejam às velocidades de estabilização das chamas encontradas por CANCINO (2004).

## 7.5 Resumo da Metodologia de Projeto para Queimadores Atmosféricos Tubo Perfurado

A metodologia de projeto de queimadores atmosféricos de tubo perfurado baseada nas formulações unidimensionais estudadas neste trabalho, compõe-se das seguintes expressões:

### Dados de entrada:

- Potência térmica  $\dot{Q}$  [W].
- Parâmetro de Aeração  $n$ .

### Diâmetro do injetor de gás:

No diagrama mostrado na figura 7.4 (reproduzido de Salvi; 1995), os valores de potência térmica correspondem ao gás metano. Caso pretenda-se utilizar gás butano como fluido de trabalho, recomenda-se calcular um diâmetro equivalente para o injetor abordando a coluna do lado direito da figura 7.4.

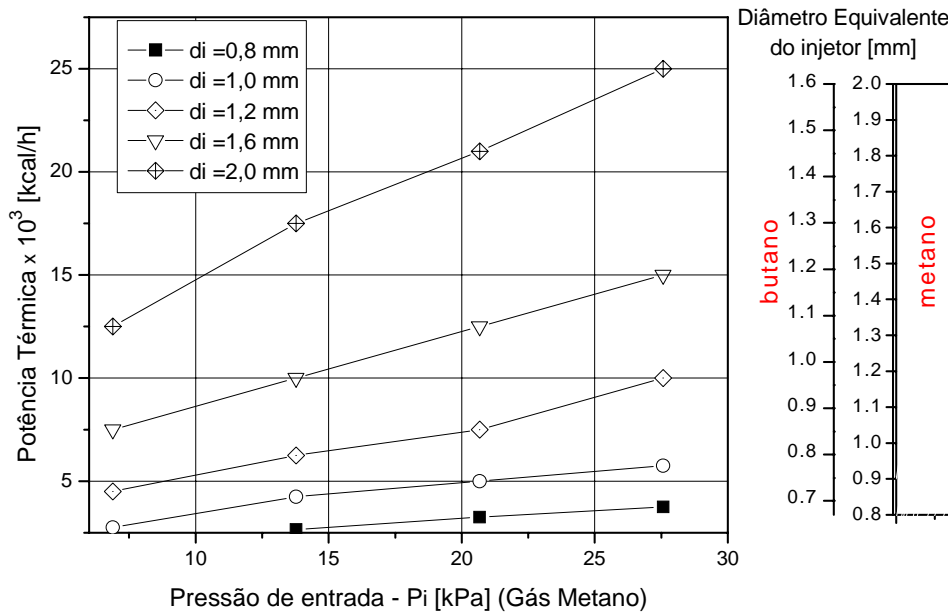


Figura 7.4 Diagrama para o cálculo do injetor de gás.

### Projeto do Tubo Venturi:

- Diâmetro da garganta:

$$R = 1,3 \frac{\rho_f}{\rho_a} \left[ \frac{d_g}{d_i} \left( \frac{\rho_m}{\rho_f} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (7.48)$$

$$R = n \times 4,76 \times A_t \quad (7.49)$$

- Afastamento do bico injetor à garganta do venturi:

$$L_{ig} = 0,97d_g + 42 \quad (7.50)$$

- Comprimento do difusor:

$$L_d = [4 - 7]d_g \quad (7.51)$$

- Comprimento do bocal de entrada:

Pode-se assumir um 20 ou 30% de  $L_{ig}$ .

$$L_c = [0,2 - 0,3]L_{ig} \quad (7.52)$$

- Diâmetro do bocal de entrada:

$$d_e = 2L_c \tan(\alpha_c) + d_g \quad (7.53)$$

onde

$$\alpha_c = 14 - 20^\circ \quad (7.54)$$

- Diâmetro de expansão do difusor:

$$d_{exp} = 2L_d \tan(\alpha_d) + d_g \quad (7.55)$$

onde

$$\alpha_d = 3 - 5^\circ \quad (7.56)$$

### Tubo Distribuidor:

- Diâmetro dos orifícios:

$$d_o = \sqrt{\frac{4(\alpha_m \rho_f + \rho_a R) \dot{m}_f}{\pi n_o \rho_m v_o \rho_f}} \quad (7.57)$$

- Velocidades características do escoamento através dos orifícios:

$$v_o = 0,46 - 1,1 \text{ m/s} \quad (7.58)$$

Baseado nas condições em que deve funcionar o queimador, pode selecionar-se o tipo e número de orifícios para o tubo distribuidor.

## Capítulo 8. Conclusões

Este trabalho apresentou a análise e desenvolvimento de uma metodologia de projeto fluidodinâmico para queimadores atmosféricos tipo tubo perfurado. Com relação aos modelos aplicados, observa-se:

1. Desenvolveu-se uma metodologia de projeto baseada em um modelo fluidodinâmico unidimensional, a partir de formulações integrais, complementado com informações obtidas através das simulações em CFD para o escoamento no queimador.
2. Com a finalidade de validar os modelos de CFD, verificou-se a possibilidade de reprodução dos campos de velocidade e de concentração para escoamentos em forma de jatos com medições disponíveis na literatura empregando dois modelos de turbulência disponíveis no CFD comercial CFX-5.6 (modelos  $k-\epsilon$  e modelo SSG). Ambos os modelos não reproduzem completamente as medições, sendo que o modelo  $k-\epsilon$  apresentou resultados melhores. Adotou-se o modelo das Tensões de Reynolds (SSG) para a solução de aspectos do escoamento no queimador por este apresentar melhor convergência.

Com base nos resultados do modelo fluidodinâmico, as seguintes conclusões são apresentadas:

1. A metodologia de projeto de queimadores de tubo perfurado desenvolvida mostra-se uma ferramenta útil para analisar o escoamento característico no queimador. O modelo apresentou boa sensibilidade à pequenas variações dimensionais para a mesma geometria do queimador. A metodologia se mostrou de fácil aplicação no projeto de queimadores com este tipo de geometria e pode ser estendida para outras geometrias, a partir da simulação em CFD e, se possível, de medições, para as novas geometrias. As medições teriam por finalidade validar as simulações em CFD para algumas condições típicas de operação.
2. A simulação numérica empregando os modelos de turbulência  $k-\epsilon$  e SSG não reproduziu completamente as medições disponíveis na literatura para jatos. Acredita-se que isto se deva a dois aspectos principais. Inicialmente, é necessária uma descrição

mais completa das condições de contorno experimentais para que as medições possam ser reproduzidas numericamente, principalmente no que se refere às variáveis de turbulência. Em segundo lugar, a malha utilizada, com elementos tetraédricos, apesar de facilitar a discretização do domínio, não permitiu explorar a total potencialidade dos modelos de turbulência testados. Estes aspectos precisariam estar convenientemente equacionados antes que uma afirmação possa ser feita sobre a capacidade dos modelos de turbulência em prever este tipo de escoamento, ou sobre a qualidade dos resultados experimentais.

Com base nos resultados da análise paramétrica realizada, as principais conclusões deste trabalho são as seguintes:

1. Com relação ao afastamento do bico injetor, para garantir a admissão do gás combustível no venturi e o correto estrangulamento da mistura na garganta, favorecendo o processo de difusão das espécies químicas, é necessário um adequado afastamento do bico injetor em relação a um determinado tamanho de garganta.
2. Com relação ao tubo venturi, para atingir valores altos de potência térmica e garantir combustão completa, é necessário que a relação de equivalência aproxime-se da estequiometria, o que é conseguido com uma adequada geometria para o venturi.
3. Com relação à combustão estável, foram determinadas as condições fluidodinâmicas necessárias para o estabelecimento de velocidades capazes de promover a estabilização das chamas nos orifícios. Além disto, encontrou-se que o primeiro e o último orifício são os que limitam a estabilidade do queimador, baseado nas velocidades obtidas por Cancino, (2004), para misturas de hidrocarbonetos leves com ar.

Para o prosseguimento do trabalho recomendam-se as seguintes atividades:

1. Determinar experimentalmente os diagramas de estabilidade térmica do queimador empregando diferentes gases combustíveis e diferentes geometrias para o queimador.
2. Acoplar numericamente um modelo de combustão através dos orifícios para aperfeiçoar a metodologia de projeto de queimadores.
3. Recomendam-se que novos modelos de turbulência sejam testados para o escoamento característico estudado neste trabalho, com dados experimentais mais completos, assim como o uso de malha hexaédrica na discretização das equações.

4. Gerar informações sobre a efetividade da aplicação de métodos fatoriais de planejamento de experimentos para este tipo de projeto, através do uso dos modelos teóricos desenvolvidos neste trabalho para entender as características importantes do problema, identificar as variáveis mais relevantes e identificar as faixas de análise e combinações relevantes que devem ser de fato testadas experimentalmente.



## Referências Bibliográficas

- ALVES, F.; GURGEL, C. A.; MAGNO, M. A. **Projeto e Estudo de Desempenho da Câmara de Combustão de uma Microturbina**. IX Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas: Paper CIT02-0391, 2000.
- AMERICAN SOCIETY OF MECHANICAL ENGINEERS. **Fluid Meters: Their Theory and Application**. ASME: New York, 1959. 203p.
- BARRAZA L., A.; GOMEZ E. **Emisiones de Monóxido de Carbono y Metano en un Quemador Atmosférico de Gas Natural**. Revista Facultad de Ingeniería No. 18: Universidad de Antioquia – Colombia, 1999.
- BEER, J. M.; CHIGIER, N. A. **Combustion Aerodynamics**. Malabar: R. E. Krieger, 1972.
- BELLENUE, M.; KAGEYAMA, T.; LABUDA, S. A.; SOTTON, J. **Direct measurement of laminar flame quenching distance in a closed vessel**. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 27, pp. 323-331, 2003.
- BERGSTRAND, P.; FORSTH, M; DENBRATT, I. **The influence of orifice diameter on flame lift-off length**, *ILASS-Europe 2002*, Zaragoza, 9-11 de setembro, 2002.
- BORMAN, Gary L.; RAGLAND, K. W. **Combustion Engineering**. Boston, McGraw-Hill, 1998.
- BRIZUELA, E.; LOZA, J. C. **Lecturas en combustión**. Quemadores de premezcla.
- CANCINO, L. R. **Estabilização de chama laminar em orifícios de queimadores domésticos**. Florianópolis, 2004. Trabalho não publicado.

- CARVALHO Jr., J. A.; McQUAY, M. Q. **Princípios da Combustão:** Aplicações em Processos de Engenharia, Apostila de Minicurso apresentado no 9th Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences, ENCIT 2002, 15-18 de outubro, Caxambu, MG, 2002.
- CFX Technical Brief. **The CFX Approach to Turbulence Modelling:** Accurate and Effective Turbulent Flows Simulations. Disponível em: < <http://www-waterloo.ansys.com/cfxcommunity/forum/>>. Acesso em: 18 maio 2004.
- CRANE. **Flow of Fluids Trough Valves, Fittings, and Pipe.** Long Beach-Ca, Technical Paper No. 410M, 1999.
- DRIFT, V.; RASMUSSEN, N. B. K.; JORGENSEN, K. **Improved efficiency drying using selective emittance radiant burners**, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 17, Nos. 8-10, pp. 911-920, 1997.
- FRANCO, R.A. **Desenvolvimento e Avaliação de tubos Venturi para Medição de Vazão.** Dissertação de Mestrado, Departamento de agronomia, Universidade de São Paulo. Estado de São Paulo, 2004.
- GONÇALVES, J.A.S, et.al. **Evaluation of the Models Available for the Prediction of the Pressure Drop in Venturi Scrubbers.** *Journal of Hazardous Materials B81* 123-140, 2001.
- GLASSMAN, I. **Combustion.** 3 ed. New York: Academic Press, 1996.
- HINZE, J. O. **Turbulence.** 2 ed. New York. McGraw Hill, 1975.
- HUDSON, J. D.; DYKHNO, L.; HANRATTY, T. J. **Turbulence production in flow over a wavy wall.** *Experiments in Fluids* 20, 257-265, 1996.
- LAUNDER, B.E.; SPALDING, D.B. **Lectures in Mathematical Models of Turbulence,** Academic Press, London, 1974.

- LEMOINE, F; WOLFF, M; LEBOUCHE, M. **Simultaneous concentration and velocity measurement using combined laser-induced fluorescence and laser Doppler velocimetry: Application to turbulent transport.** *Experiments in Fluids* 20, 319-327, 1996.
- LEONARDI, S. A.; VISKANTA, R.; GORE, J. P. **Radiation and thermal performance measurements of a metal fiber burner.** *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, vol. 73, pp. 491-501, 2001.
- MASTORAKOS, E.; SHIBASAKI, M; HISHIDA, K. **Mixing enhancement in axisymmetric turbulent isothermal and buoyant jets.** *Experiments in Fluids* 20, 279-290, 1996.
- McDOUGALD, N. K. **Demonstration of the surface stabilized combustor for advanced industrial gas turbine,** *Peer Review of the Microturbine and Industrial Gas Turbine Programs*, Alzeta Corporation, 12-14 de março, Fairfax, VA, 2002.
- MENTER, F.; Esch Thomas. **Advanced Turbulence Modelling in CFX.** CFX Update No 20, 2001.
- MONNOT, Georges. **Principles of Turbulence Fired Heat.** Imprimerie Luis-jean, France, 1985.
- OANCEA, D.; RAZUS, D.; MUNTEANU, V. **Empirical and theoretical correlations between minimum ignition energy and quenching distance.** *17th International Symposium on Combustion Processes*, Poznan, Poland, 24-27 September 2001.
- PARENTE, C. **Estudo da Importância da Radiação Térmica na Formação de NOx em Chamas de Difusão Turbulentas,** Relatório Final do Projeto de Termodinâmica Aplicada, Instituto Técnico Superior, setembro 2001.
- PITTS, W. M. **Effects of global density ratio on the centerline mixing behavior of axisymmetric turbulent jets.** *Experiments in Fluids* 11, 125-134, 1991.

- PITTS, W. M. **Reynolds number effects on the mixing behavior of axisymmetric turbulent jets**. Experiments in Fluids 11, 135-141, 1991.
- POINSOT, T.; VEYNANTE, D. **Theoretical and Numerical Combustion**, Edwards, Philadelphia, PA, 2001.
- RAO, A. V.; GOLLAHALLI, S. R. **Effects of venturi length on combustion characteristics of in shot burners**. IEEE, p. 2003-2208, 1996.
- SAAD, Michael A. **Compressible Fluid Flow**. 2 ed. California: Prentice Hall, 1993.
- SABERSKY, R. H.; ACOSTA, A. J.; HAUPTMANN, E. G. **Fluid Flow – A First Course in Fluid Mechanics**. 3 ed. New York: Macmillan Publishing Company, 1989.
- SALVI, Giuliano. **La Combustion – Teoria y Aplicaciones**. Madrid: Dossat S.A., 1995.
- SCHLICHTING, Hermann. **Boundary Layer Theory**. 6. ed. New York: McGraw-Hill; Karlsruhe: G. Braun, c1968.
- SHAMES, Irving H. **Mechanics of Fluids**. 3 ed. Singapore: McGraw Hill, 1992.
- SILVA, A. P.; MENUT, P. P; SU, J. **COLEÇÃO DE CADERNOS DE TURBULÊNCIA**. Vol. 1. 1ª Escola de Primavera em Transição e Turbulência. Instituto Militar de Engenharia. Rio de Janeiro. 1998. p. 134.
- TEKRIWAL, P. K. **Pressure Drop Calculations and Measurements in Converging Diverging Nozzles**. Corporate Research and Development: Technical Reporter Number 96CRD157, 1996.
- VAN WYLLLEN, G. J., SONNTAG, R. E. e BORGNAKKE, C. **Fundamentos da Termodinâmica**, Ed. Edgard Blucher, 6ª. Edição, 2003.
- WEAKLEY, C. K.; Greenberg, S. J., Kendall, R. M. e McDougald, N. K. **Development of surface stabilized fuel injectors with sub-three PPP NOx emissions**, *International Joint Power Generation Conference 2002*, IJPGC2002-26088, 2002.

WEBSTER, D. R.; LIU, Y. **Velocity measurements of turbulence collapse in linearly stratified jet**. Experiments in Fluids 31, 394-400, 2001.

ZOU, Y. **Velocity decay in air jets for HVAC applications**. ASHRAE Transaction. Vol. 106, Part 2. 2000.

## APÊNDICE A

### Verificação de Efeitos de Compressibilidade do Escoamento no Venturi e no Injetor

#### A.1 Escoamento Compressível

Para a região convergente-divergente (ver figura 3.4), considerando um processo em regime permanente, a coordenada  $x$  como a direção do fluxo, e aplicando a equação da conservação da massa integrada na direção radial tem-se:

$$\frac{d}{dx}(\rho u A_x) = 0 \quad (\text{A.1})$$

Integrando-a para a região convergente do venturi obtém-se que:

$$\dot{m} = \rho_c u_c A_c = \rho_g u_g A_g \quad (\text{A.2})$$

Da mesma forma, a equação 3.8 é integrada para a região divergente obtendo-se:

$$\dot{m} = \rho_g u_g A_g = \rho_d u_d A_d \quad (\text{A.3})$$

Os subscritos  $c$ ,  $g$  e  $d$ , indicados nas equações A.2 e A.3 são as condições do fluido à entrada da região convergente, a garganta e a saída do difusor respectivamente.

A equação da conservação de energia integrada ao longo do raio (ou seja, na área transversal) em regime permanente, fornece

$$\frac{d(\rho u h A_x)}{dx} = \dot{Q} - \dot{W}_\mu + \dot{W}_p \quad (\text{A.4})$$

onde,  $\dot{Q}$  é a taxa de transferência de calor (energia térmica),  $\dot{W}_\mu$  representa os termos relacionados às perdas viscosas, e  $\dot{W}_p$  representa os termos relacionados aos efeitos compressíveis.

Para um processo em regime permanente, isentrópico, e tomando a coordenada  $x$  como a direção do fluxo, a equação A.4 torna-se,

$$\frac{d(\rho u h A_x)}{dx} = 0 \quad (\text{A.5})$$

A entalpia é definida como:

$$h = u + \frac{P}{\rho} + \frac{u^2}{2} + gz \quad (\text{A.6})$$

onde  $u$  é definido como a energia interna do fluido. Substituindo a equação A.6 dentro da equação A.5 resulta:

$$\frac{d}{dx} \left[ \rho u A_x \left( u + \frac{P}{\rho} + \frac{u^2}{2} + gz \right) \right] = 0 \quad (\text{A.7})$$

Para o escoamento isotérmico em regime permanente do gás ideal, a equação A.7 se reduz a seguinte expressão:

$$\frac{d}{dx} \left[ \dot{m}_x \left( \frac{P}{\rho} + \frac{u^2}{2} + gz \right) \right] = 0 \quad (\text{A.8})$$

A vazão  $\dot{m}_x$  é a vazão de gás (combustível e ar) que penetra no venturi.

$$\dot{m}_x = \dot{m}_{gas} \quad (\text{A.9})$$

A equação A.8 é então integrada, resultando assim a equação de Bernoulli:

$$\int \frac{dP}{\rho} + \frac{u^2}{2} + gz = C \quad (\text{A.10})$$

onde  $C$  é uma constante de integração.

Assumindo um gás ideal, a densidade e pressão são relacionadas como

$$\frac{P}{\rho^\gamma} = C \quad (\text{A.11})$$

onde  $\gamma$  é a relação de calores específicos e  $C$  é uma constante. A densidade pode ser escrita em termos da pressão como:

$$\rho = \frac{P^{1/\gamma}}{C^{1/\gamma}} \quad (\text{A.12})$$

Substituindo a equação A.12 em A.10 obtém-se

$$C^{1/\gamma} \int P^{-1/\gamma} dP + \frac{u^2}{2} + gz = C \quad (\text{A.13})$$

O termo de pressão pode ser integrado entre os pontos 1 e 2 na direção do fluxo resultando:

$$C^{1/\gamma} \int_{P_1}^{P_2} P^{-1/\gamma} dP = C^{1/\gamma} \left( \frac{\gamma}{\gamma-1} \right) \left[ P_2^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - P_1^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] = \left( \frac{\gamma}{\gamma-1} \right) \left( \frac{P_2}{\rho_2} - \frac{P_1}{\rho_1} \right) \quad (\text{A.14})$$

Além disso, outra forma de relacionar a equação A.10 para um escoamento compressível é:

$$\left( \frac{\gamma}{\gamma-1} \right) \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2} + gz_1 = \left( \frac{\gamma}{\gamma-1} \right) \frac{P_2}{\rho_2} + \frac{u_2^2}{2} + gz_2 \quad (\text{A.15})$$

A equação A.15 para um escoamento compressível isentrópico, mostra uma similaridade com a equação para um escoamento incompressível isentrópico (equação A.16).

A diferença destas equações é descrita pela relação  $\frac{\gamma}{\gamma-1}$ , que está incluído no termo de pressão, onde as densidades  $\rho_1$  e  $\rho_2$  são diferentes.

$$\frac{P_1}{\rho} + \frac{u_1^2}{2} + gz_1 = \frac{P_2}{\rho} + \frac{u_2^2}{2} + gz_2 \quad (\text{A.16})$$

Dividindo as equações A.15 e A.16 por  $P_1$ , e expressando-as em função do número de Mach, obtém-se,

$$\frac{P_2 - P_1}{P_1} = \left[ \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_1^2 \right)^{\left( \frac{\gamma}{\gamma-1} \right)} - 1 \right] \text{Escoamento Compressível} \quad (\text{A.17})$$

onde o subscrito 1, denota as condições iniciais, e o subscrito 2, as condições de estagnação.

Tomando  $z_1 = z_2$ , o número de Mach é expresso como:

$$Ma_1 = \frac{u_1}{\sqrt{\gamma RT_1}} \quad (\text{A.18})$$

Logo, usando a equação de um gás ideal, e a expressão para determinar a pressão de estagnação, obtém-se:

$$P_1 = \rho RT_1 \quad (\text{A.19})$$

$$P_2 = \rho \frac{u_1^2}{2} + P_1 \quad (\text{A.20})$$

Substituindo as equações A.18, 19 e 20 em A.16 obtém-se que,

$$\frac{P_2 - P_1}{P_1} = \frac{\gamma Ma_1^2}{2} \text{Escoamento Incompressível} \quad (\text{A.21})$$



## A.2 Análise para o Venturi

A figura A.1 mostra a relação de pressões em função do Mach para as equações A.17 e A.21, para uma mistura de ar e butano com  $\gamma = 1.362$ .

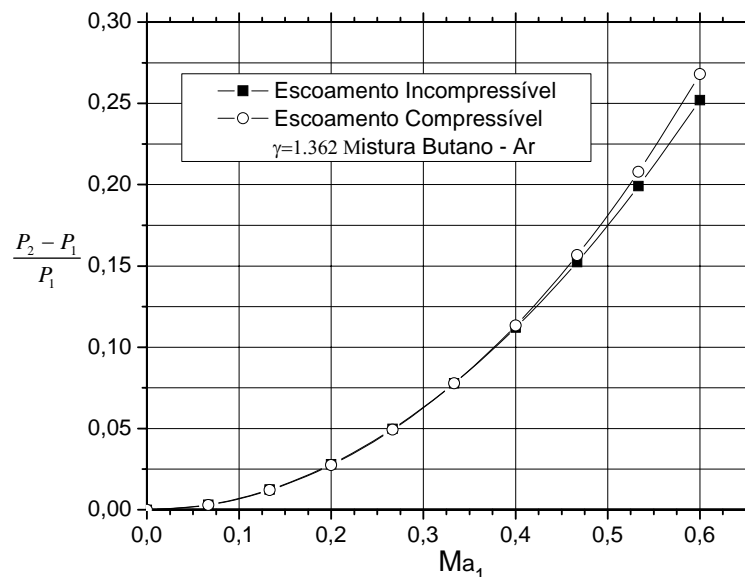


Figura A.1 Relação de Pressões em função do Número de Mach para uma de mistura de ar e butano

Observa-se nessa figura que para  $Ma_1 \rightarrow 0$ , as duas equações apresentam resultados similares. Ainda com um  $Ma_1 = 0,3 - 0,45$ , os resultados variam menos que 2% , mas, quando o  $Ma_1$  aumenta acima de 0,45, os efeitos de compressibilidade podem ser considerados importantes. Para as vazões características deste problema, a mistura de ar e butano pode ser assumida como incompressível.

## A.3 Análise para o Injetor

A seguir, na figura A.2 apresentam-se os resultados dos efeitos de compressibilidade para o gás butano na região do injetor como função do número de Mach. Nota-se que estes efeitos podem ser negligenciados para Mach menores de 0,4. Portanto, para o desenvolvimento deste trabalho o escoamento será considerado incompressível.

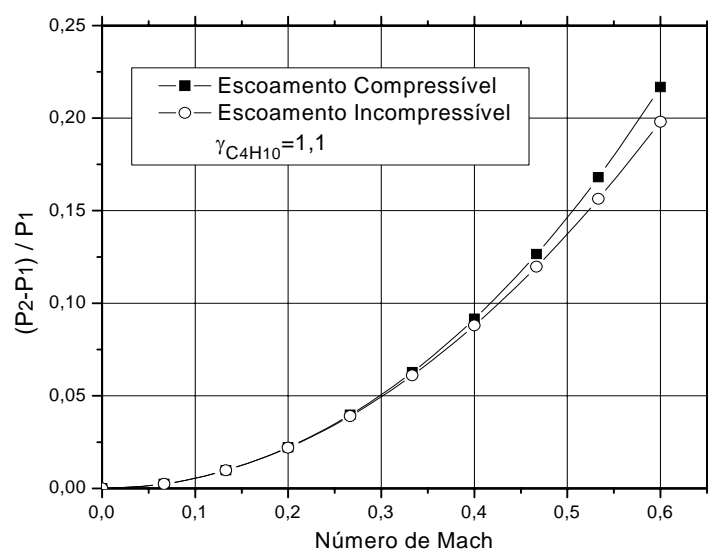


Figura A.2 Relação de Pressões em função do Número de Mach para o butano( $\gamma = 1,1$ ).